



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

ULB

Kernstrukturuntersuchungen bis zur Teilchenseparationsschwelle mit der Methode der Kernresonanzfluoreszenz

Berger, Marcel
(2020)

DOI (TUprints): <https://doi.org/10.25534/tuprints-00012852>

Lizenz:



CC-BY-NC-ND 4.0 International - Creative Commons, Attribution Non-commercial,
No-derivatives

Publikationstyp: Ph.D. Thesis

Fachbereich: 05 Department of Physics

Quelle des Originals: <https://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/12852>

Kernstrukturuntersuchungen bis zur Teilchenseparationsschwelle mit der Methode der Kernresonanzfluoreszenz

Nuclear structure studies below particle threshold with the nuclear resonance fluorescence method

Zur Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)
genehmigte Dissertation von Marcel Berger (geb. Schilling) aus Langen
Tag der Einreichung: 26. Juni 2020, Tag der Prüfung: 22. Juli 2020

1. Gutachten: Prof. Dr. Dr. h.c. mult. Norbert Pietralla

2. Gutachten: Prof. Dr. Joachim Enders

Darmstadt – D 17



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

Fachbereich Physik
Institut für Kernphysik
AG Pietralla

Gefördert durch



Kernstrukturuntersuchungen bis zur Teilchenseparationsschwelle mit der
Methode der Kernresonanzfluoreszenz
Nuclear structure studies below particle threshold with the nuclear resonance
fluorescence method

genehmigte Dissertation von Marcel Berger (geb. Schilling)

1. Gutachten: Prof. Dr. Dr. h.c. mult. Norbert Pietralla
2. Gutachten: Prof. Dr. Joachim Enders

Tag der Einreichung: 26. Juni 2020

Tag der Prüfung: 22. Juli 2020

Darmstadt – D 17

Bitte zitieren Sie dieses Dokument als:

URN: urn:nbn:de:tuda-tuprints-128521

URL: <https://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/id/eprint/12852>

Dieses Dokument wird bereitgestellt von tuprints,
E-Publishing-Service der TU Darmstadt
<http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de>
tuprints@ulb.tu-darmstadt.de



Die Veröffentlichung steht unter folgender Creative Commons Lizenz:
Namensnennung – Keine kommerzielle Nutzung – Keine Bearbeitung 4.0
International

Erklärungen laut Promotionsordnung

§8 Abs. 1 lit. c PromO

Ich versichere hiermit, dass die elektronische Version meiner Dissertation mit der schriftlichen Version übereinstimmt.

§8 Abs. 1 lit. d PromO

Ich versichere hiermit, dass zu einem vorherigen Zeitpunkt noch keine Promotion versucht wurde. In diesem Fall sind nähere Angaben über Zeitpunkt, Hochschule, Dissertationsthema und Ergebnis dieses Versuchs mitzuteilen.

§9 Abs. 1 PromO

Ich versichere hiermit, dass die vorliegende Dissertation selbstständig und nur unter Verwendung der angegebenen Quellen verfasst wurde.

§9 Abs. 2 PromO

Die Arbeit hat bisher noch nicht zu Prüfungszwecken gedient.

Darmstadt, 26. Juni 2020

M. Berger



Zusammenfassung

Die Lebensdauer eines Kernzustands ist eine essenzielle Messgröße der Kernstrukturphysik und mit der Übergangswahrscheinlichkeit verknüpft. Werden diese Größen systematisch in Abhängigkeit von der Protonen- und Neutronenzahl betrachtet, so können sie Aufschluss über das Verhalten der Kernstruktur geben. In dieser Arbeit werden zwei verschiedene Experimente diskutiert.

Der Verlauf der Übergangswahrscheinlichkeit des ersten angeregten Zustands zum Grundzustand von Kernen mit gerader Anzahl an Neutronen entlang der Zinnisotopenkette ist nicht zu Gänze verstanden. Es liegen Diskrepanzen zwischen experimentellen Daten vor sowie unterschiedliche Vorhersagen theoretischer Modelle. Die Methode der Kernresonanzfluoreszenz bietet die Möglichkeit die Übergangswahrscheinlichkeit quasi modellunabhängig zu messen. Daher wird zum einen in dieser Arbeit das Zerfallsverhalten des ersten 2^+ -Zustands in ^{112}Sn mit dieser Methode vermessen. Bei der Analyse wurden insbesondere systematische Effekte betrachtet. Es wurde die Übergangstärke des ersten angeregten Zustands von ^{112}Sn zu $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+) = 0.214(11)e^2b^2$ bestimmt. Ebenfalls wurden Indizien für einen möglichen Unterschalenabschluss entlang der Zinnisotopenkette diskutiert.

Atomkerne am Quantenformphasenübergang, bei dem die Kerngestalt von einer Kugel zu einem axial deformierten Rotor übergeht, sind zum Verständnis der Kernstruktur wichtig. Hier ist oftmals der niedrigliegende Bereich der photonuklearen Antwort gut bekannt und verstanden. In dieser Arbeit wird daher zum anderen die photonukleare Antwort von einem Atomkern am Quantenformphasenübergang, ^{154}Gd , erstmals von mittleren Energien bis zur Teilchenseparationsschwelle untersucht. Es konnten keine signifikanten Unterschiede von experimentellen Daten zum statistischen Modell beobachtet werden, wodurch eine Pygmy-Dipol-Resonanz in ^{154}Gd nicht bestätigt werden kann.

Eine genaue Kenntnis des Photonenflusses ist ein essenzieller Bestandteil der Analyse eines Kernresonanzfluoreszenzexperiments. Daher wurde weiterhin ein Aufbau zur Überwachung des Photonenflusses am Darmstadt High Intensity Photon Setup mittels des photoneninduzierten Aufbruchs von Deuterium entwickelt. In dieser Arbeit werden sowohl der Aufbau als auch erste experimentelle Befunde und Optimierungsmöglichkeiten diskutiert.

Abstract

The lifetimes of nuclear states are an important quantity in nuclear physics. It is closely related to the transition probability. By mapping these quantities across the nuclear chart, it is possible to determine structural changes of the nuclear shape. In this work, two different experiments will be discussed.

The behavior of transition probability of the first excited state to the ground state with an even number of neutrons along the tin isotopic chain is not yet fully understood. Theoretical models as well as experimental findings differ from one another. Through the method of nuclear resonance fluorescence quasi model independent values can be extracted. This method was used to determine the transition strength of the first 2^+ state in ^{112}Sn . Using high purity germanium detectors, the decay of the first 2^+ state in ^{112}Sn was measured. In particular, systematical effects are discussed. This yields to a $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ of $0.214(11)e^2b^2$. Also a possible sub-shell-closure along the tin isotopic chain was discussed.

Nuclei at the quantum phase transition, where the nuclear shape changes from a sphere to an axial deformed rotor, are important in order to understand nuclear structure. Often the low-lying states in such nuclei are experimentally well known as well as the behavioral changes of some quantities. In this work, the photo-nuclear response of a nucleus at the quantum phase transition, namely ^{154}Gd , has been extracted for the first time from intermediate energies to the particle threshold. A pygmy dipole resonance cannot be verified as the deviation of the experimental data and statistical model calculation is not significant.

A precise knowledge of the photon flux is a crucial parameter for analyzing a nuclear resonance fluorescence experiment. Therefore, a new setup monitoring the photonflux at the Darmstadt High Intensity Photon Setup using the photon induced break-up of deuterium was developed. The setup as well as first experimental findings and optimization possibilities are discussed in this work.



“Your eyes can deceive you. Don’t trust them.”
Obi-Wan Kenobi

Star Wars: Episode IV – A New Hope (1977), Lucasfilm Ltd.



Danksagung

Diese Arbeit wäre ohne die Hilfe und die Unterstützung vieler Leute nicht möglich gewesen. Hierfür möchte ich mich bedanken!

Insbesondere möchte ich mich bedanken bei ...

Namen sind in dieser publizierten Version abgekürzt

- ... meiner Frau **LSB**. Für deine Kraft, mit mir diesen Weg zusammen zu gehen. Vor allem in der Endphase zum Erstellen dieses Manuskripts bin ich für deine motivierenden Worte und dein leckeres Essen dankbar.
- ... meiner Familie, welche mich während meines Studiums und der Zeit meiner Promotion immer unterstützt hat.
- ... meinem Betreuer **NP**, welcher mir ermöglicht hat, seit meiner Bachelorarbeit an interessanten Fragen der Kernphysik, sei es apparativ oder strukturell, zu forschen. An den physikalischen Diskussionen mit ihm schätze ich sehr die kritische Komponente, welche mich gelehrt hat, Zusammenhänge stärker zu hinterfragen. Weiterhin bin ich ihm dankbar für die Vielzahl an nationalen und internationalen Konferenzen, Workshops und Experimenten, an welchen ich teilnehmen durfte.
- ... **VW** und **JI** für die zahlreichen Gesprächen über meine Daten, deren Analyse und Interpretation. Ebenfalls bedanke ich mich für die Vermittlung vieler handwerklicher Dinge zur Analyse von γ -Spektroskopiedaten.
- ... **JE**, welcher sich bereit erklärt hat der zweite Gutachter dieser Arbeit zu sein.
- ... der Beschleunigergruppe des S-DALINAC, welche es geschafft hat unter schwierigen Bedingungen einen stabilen Elektronenstrahl mit geringer Energie für das Experiment an Zinn zu erzeugen. Ebenfalls möchte ich mich

bei der Betriebsgruppe für die Entwicklung und die Wartung der Hardware am S-DALINAC bedanken.

- ... der Beschleunigergruppe der $HI\gamma S$ sowie den Experimentatoren für die Durchführung des Gadoliniumexperimentes.
- ... **RS** für die Einblicke in den Aufbau des photoneninduzierten Aufbruchs von Deuterium an ELBE (Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf).
- ... **CMG** für die Produktion der deuterierten Folie. Hier zeigt sich, dass Konferenzen zu produktiver Zusammenarbeit anregen.
- ... **DO** und **WW** für die vielen hilfreichen Anmerkungen zur Konstruktion sowie für die Fertigung der Vakuumkammer für den Einsatz an DHIPS.
- ... **MB**, **LSB**, **UFG**, **SK**, **VW** und **JW** für Korrekturen dieser Arbeit.
- ... **TB**, **UFG** und **PCR** sowie der alten und neuen Generation der KRF-Gruppe für zahlreiche Stunden der Zusammenarbeit und für Diskussionen physikalischer und nicht physikalischer Natur.
- ... **MB**, **JK**, **CN**, **CS** und **GUC**, welche mir stets geholfen haben mich in der bürokratischen Landschaft des Institut für Kernphysik und der TU Darmstadt zurecht zu finden.
- ... **KI**, **RK**, **PN**, **JW** und vielen mehr mit denen ich ein oder andere Runde gekickert habe.
- ... all denen, die außerhalb des Physikalltags am IKP in meinem Leben für Freude und Glück sorgen und mitunter noch nicht genannt wurden: **Ed-da**, **Hanno**, **Manuel**, **Laura**, **Udo**, **Sonja**, **Verena**, **Jonas**, **Nicolai**, **Steffan**, **Matthias**, **Christian**, **Sarah**, **Janika**, **Daniel**, **Elisa**, **Marco**, **Selin**, **Jannik**, **Anna**, **Fred**, **Iris**, **Regina**...¹
- ... dem harten Kern, aus alter Tradition und Freude über dessen Existenz. Möge dieser noch lange bestehen.

¹Diese Liste ist weder geordnet noch vollständig

Inhaltsverzeichnis

Danksagung	xi
Abbildungsverzeichnis	xvii
Tabellenverzeichnis	xxi
Abkürzungsverzeichnis	xxiii
1. Einleitung und Motivation	1
1.1. Messung der Übergangsstärke des ersten angeregten Zustands von ^{112}Sn	2
1.2. Vermessung der Dipolantwort von ^{154}Gd	3
1.3. Photoneninduzierter Aufbruch von Deuterium	5
2. Dipol- und Quadrupolstärke in Kernen	7
2.1. Elektrische Dipolstärke	7
2.2. Magnetische Dipolstärke	8
2.3. Elektrische Quadrupolstärke	12
3. Grundlagen der Kernresonanzfluoreszenz	15
3.1. Prinzip der Kernresonanzfluoreszenz	15
3.2. Messgrößen der Kernresonanzfluoreszenz	17
3.2.1. Übergangs- und Zustandsenergie	18
3.2.2. Übergangsbreite und Übergangsstärke	18
3.2.3. Wirkungsquerschnitt	20
3.2.4. Winkelverteilung	22
4. Experimentelle Aufbauten	27
4.1. Experimentelle Photonenquellen	27

4.2.	Supraleitender Darmstädter Linearbeschleuniger	28
4.2.1.	Darmstadt High Intensity Photon Setup	29
4.2.2.	Erweiterung des DHIPS-Messplatzes	32
4.3.	High Intensity γ -Ray Source	42
4.3.1.	γ^3 -Aufbau	43
5.	Generelle Aspekte zur Analyse und Visualisierung	47
5.1.	Monte-Carlo-Verfahren zur Bestimmung der Unsicherheit	47
5.1.1.	Fortpflanzung von Unsicherheiten	47
5.1.2.	Bestimmung der Unsicherheiten von Parametern	49
5.2.	Numerische Methoden und Darstellung der Daten	49
6.	Übergangsstärke des ersten 2^+-Zustands in ^{112}Sn	51
6.1.	Detektoreffizienz	51
6.2.	Winkelverteilung	55
6.3.	Selbstabsorption	56
6.4.	Photonenfluss	58
6.5.	Komplementäre Methoden zur Bestimmung von Übergangsstärken	58
6.5.1.	Coulomb-Anregungsexperimente	58
6.5.2.	Doppler-Shifted Attenuation Methode	61
6.6.	Ergebnisse	61
7.	Dipolstärke von ^{154}Gd	65
7.1.	Energiekalibrierung	65
7.2.	Effizienzkalibrierung	65
7.3.	Breitenkalibrierung	66
7.4.	Winkelverteilung	68
7.5.	Entfaltung der Spektren	68
7.6.	Photonenfluss	69
7.6.1.	Form des Photonenflusses	69
7.6.2.	Relativer Photonenfluss	70
7.7.	Modellierung der entfalteten Spektren	73
7.8.	Statistisches Modell	76
7.8.1.	Modellierung der Zustandsdichten	76
7.8.2.	Modellierung der Übergangsstärken	77
7.9.	Ergebnisse	79

8. Fazit und Ausblick	89
A. Spektren des Experiments an ^{112}Sn	91
B. Spektren des Experiments an ^{154}Gd	93
B.1. Strahlspektren des ^{154}Gd Experiments	93
B.2. Entfaltete Spektren der Lanthanbromid (LaBr)-Detektoren des Experiments an ^{154}Gd -Spektren	96
C. Technische Zeichnungen und dreidimensionale CAD-Darstellungen der Vakuumkammer	117
Literaturverzeichnis	123
Publikationsliste	141
Lebenslauf	145



Abbildungsverzeichnis

2.1. Verteilte $E1$ - und $M1$ -Übergangsstärke für gg-Kerne	11
2.2. Zeitlicher Verlauf einer Quadrupolschwingung	13
2.3. Elektrische Quadrupolstärke des 2^+_1 -Zustands entlang der Nuklidkarte	14
3.1. Schematische Darstellung des KRF-Prozesses	16
3.2. Exemplarische Winkelverteilungen für polarisierte und unpolarisierte Photonen im Eingangskanal	26
4.1. Schematischer Photonenfluss von Compton-Rückstreuung und Bremsstrahlung	29
4.2. Grundriss des dreifach rezirkulierenden S-DALINAC	30
4.3. Schematische Darstellung des DHIPS	32
4.4. Schematische Darstellung des photoneninduzierten Aufbruchs von Deuterium	33
4.5. Totaler Wirkungsquerschnitt des photoneninduzierten Aufbruchs von Deuterium	35
4.6. Erwartete Form des Protonenspektrums bezüglich eines Bremsstrahlungsspektrums mit verschiedenen Endpunktsenergien	36
4.7. Spektren von Siliziumdetektoren gemessen an ELBE	37
4.8. Energiekalibrierung der Siliziumdetektoren mittels einer Alpha-Mischquelle	39
4.9. Spektren der Siliziumdetektoren für Langzeitmessung und Messungen mit verschiedenen Endpunkten des Bremsstrahlungsspektrums	40
4.10. Vorverstärkersignal eines Siliziumdetektors	42
4.11. Schematische Darstellung der $HI\gamma S$	43
6.1. Relativer Effizienzverlauf der Detektoren im ^{112}Sn -Experiment	52
6.2. Illustration der Reaktionsmechanismen von Photonen mit Materie	53

6.3. Simulierte Energiedeposition für Photonen im aktiven Volumen eines HPGe-Detektors	54
6.4. Verlauf der atomaren Abschwächung $\kappa_{\text{at}}(E)$ für Zinn, Aluminium und Kobalt	57
6.5. Relativer Photonenfluss im ^{112}Sn -Experiment	60
6.6. Verlauf der $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ -Stärke und Zustandsenergie entlang der Zinn-Isotopenkette	64
7.1. Relativer Effizienzverlauf der LaBr-Detektoren im ^{154}Gd -Experiment	66
7.2. Breitenkalibrierung der LaBr-Detektoren im ^{154}Gd -Experiment . .	67
7.3. Entfaltete Spektren des Photonenstrahls für das Experiment an ^{154}Gd	71
7.4. Photonenflusskalibrierung anhand des nieder-energetischen Untergrunds	73
7.5. Verzweigungsverhältnisse, Dipolstärkenverhältnisse und relative Wirkungsquerschnitte des Experiments an ^{154}Gd und Vergleich mit statistischem Modell	86
7.6. Vergleich von Wirkungsquerschnitten von ^{154}Gd und ^{156}Gd	87
A.1. Spektren der HPGe-Detektoren des Experiments an ^{112}Sn	91
B.1. Entfaltetes Photonenstrahlspektrum für die Zentroidenergien 4300 keV, 4400 keV, 4550 keV und 4700 keV	93
B.2. Entfaltetes Photonenstrahlspektrum für die Zentroidenergien 4850 keV, 5000 keV, 5150 keV und 5300 keV	94
B.3. Entfaltetes Photonenstrahlspektrum für die Zentroidenergien 5450 keV, 5600 keV, 5750 keV und 5900 keV	94
B.4. Entfaltetes Photonenstrahlspektrum für die Zentroidenergien 6100 keV, 6300 keV, 6500 keV und 6700 keV	95
B.5. Entfaltetes Photonenstrahlspektrum für die Zentroidenergien 6900 keV, 7100 keV, 7300 keV und 7500 keV	95
B.6. Entfaltete Spektren der LaBr-Detektoren mit der angepassten Funktion und deren Dekomposition, Zentroidenergie 4300 keV	97
B.7. Entfaltete Spektren der LaBr-Detektoren mit der angepassten Funktion und deren Dekomposition, Zentroidenergie 4400 keV	98
B.8. Entfaltete Spektren der LaBr-Detektoren mit der angepassten Funktion und deren Dekomposition, Zentroidenergie 4550 keV	99

B.9. Entfaltete Spektren der LaBr-Detektoren mit der angepassten Funktion und deren Dekomposition, Zentroidenergie 4700 keV	100
B.10. Entfaltete Spektren der LaBr-Detektoren mit der angepassten Funktion und deren Dekomposition, Zentroidenergie 4850 keV	101
B.11. Entfaltete Spektren der LaBr-Detektoren mit der angepassten Funktion und deren Dekomposition, Zentroidenergie 5000 keV	102
B.12. Entfaltete Spektren der LaBr-Detektoren mit der angepassten Funktion und deren Dekomposition, Zentroidenergie 5150 keV	103
B.13. Entfaltete Spektren der LaBr-Detektoren mit der angepassten Funktion und deren Dekomposition, Zentroidenergie 5300 keV	104
B.14. Entfaltete Spektren der LaBr-Detektoren mit der angepassten Funktion und deren Dekomposition, Zentroidenergie 5450 keV	105
B.15. Entfaltete Spektren der LaBr-Detektoren mit der angepassten Funktion und deren Dekomposition, Zentroidenergie 5600 keV	106
B.16. Entfaltete Spektren der LaBr-Detektoren mit der angepassten Funktion und deren Dekomposition, Zentroidenergie 5750 keV	107
B.17. Entfaltete Spektren der LaBr-Detektoren mit der angepassten Funktion und deren Dekomposition, Zentroidenergie 5900 keV	108
B.18. Entfaltete Spektren der LaBr-Detektoren mit der angepassten Funktion und deren Dekomposition, Zentroidenergie 6100 keV	109
B.19. Entfaltete Spektren der LaBr-Detektoren mit der angepassten Funktion und deren Dekomposition, Zentroidenergie 6300 keV	110
B.20. Entfaltete Spektren der LaBr-Detektoren mit der angepassten Funktion und deren Dekomposition, Zentroidenergie 6500 keV	111
B.21. Entfaltete Spektren der LaBr-Detektoren mit der angepassten Funktion und deren Dekomposition, Zentroidenergie 6700 keV	112
B.22. Entfaltete Spektren der LaBr-Detektoren mit der angepassten Funktion und deren Dekomposition, Zentroidenergie 6900 keV	113
B.23. Entfaltete Spektren der LaBr-Detektoren mit der angepassten Funktion und deren Dekomposition, Zentroidenergie 7100 keV	114
B.24. Entfaltete Spektren der LaBr-Detektoren mit der angepassten Funktion und deren Dekomposition, Zentroidenergie 7300 keV	115
B.25. Entfaltete Spektren der LaBr-Detektoren mit der angepassten Funktion und deren Dekomposition, Zentroidenergie 7500 keV	116
C.1. Dreidimensionale CAD-Darstellung der Vakuumkammer	117

C.2. Vereinfachte technische Zeichnung der Vakuumkammer	118
C.3. Dreidimensionale CAD-Darstellung des Rahmens der Vakuumkammer	118
C.4. Vereinfachte technische Zeichnung des Rahmens der Vakuumkammer	119
C.5. Dreidimensionale CAD-Darstellung der Detektorhalterung	119
C.6. Vereinfachte technische Zeichnung Detektorhalterung	120
C.7. Dreidimensionale CAD-Darstellung der Targethalterung	120
C.8. Vereinfachte technische Zeichnung Targethalterung	121

Tabellenverzeichnis

4.1. Zusammensetzung des Targets zur Bestimmung des $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ von ^{112}Sn	31
4.2. Abstände und Winkel der Detektoren des ^{154}Gd Experiments . . .	44
6.1. Parameter und Korrekturfaktoren zur Auswertung des KRF-Experiments an ^{112}Sn	59
6.2. Mittelwert μ_R der Residuen für $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ -Stärken bezüglich theoretischen Rechnungen	63
7.1. Extrahierte relative Wirkungsquerschnitte, Verzweigungsverhältnisse und elektromagnetische Dipolstärkenverhältnisse des ^{154}Gd -Experiments	81



Abkürzungsverzeichnis

ADC	Analog-Digital-Wandler (<i>engl. Analog-Digital-Converter</i>) 38
BGO	Bismuthgermanat 30
BSFG	<i>backshifted Fermi-Gas</i> 77, 80, 86
CoulEx	Coulomb-Anregung (<i>engl. coulomb excitation</i>) 51, 58, 62–64
DHIPS	Darmstadt High Intensity Photon Setup 27–30, 32, 33, 35, 36, 41, 51, 52, 58
DSAM	Doppler-Shifted Attenuation Methode 51, 61–64
FEL	Freie-Elektronen-Laser 43
FEM	Finite-Elemente-Methode 55
FWHM	voller Breite bei halber Höhe (<i>engl. full width at half maximum</i>) 41, 73, 74, 81, 86
HIγS	High Intensity γ -Ray Source 27, 42, 43, 70, 83
HPGe	hochreines Germanium (<i>engl. High-Purity-Germanium</i>) 29, 30, 44, 52–55, 65, 67, 69, 73, 91
IVGDR	<i>isovektorielle Dipolriesenresonanz (engl. isovector Giant Dipole Resonance)</i> 7, 8, 11, 78, 79, 83

KRF	Kernresonanzfluoreszenz 15, 17, 20, 22, 27, 29, 36, 37, 51, 55, 58, 59, 61, 64, 83, 89, 90
LaBr	Lanthanbromid xv, xviii, xix, 44, 45, 65–67, 72–74, 79, 96–116
LSSM	Large-Scale-Schalenmodell 13, 62, 63
MCSM	Monte-Carlo-Schalenmodell 13, 62, 63
PDF	Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (<i>engl. probability density function</i>) 47, 48
PDR	<i>Pygmy-Dipol-Resonanz</i> 7, 8, 11, 80, 82, 83, 90
PSF	Photonenstärkefunktion 77–79
PVC	Polyvinylchlorid 31
QCD	Quantenchromodynamik 1, 2
RQRPA	Relativistic Quasiparticle Random Phase Approximation 13, 62
S-DALINAC	supraleitende Darmstädter Elektronen Linearbeschleuniger 27–29, 83
SLO	Standard-Lorentzverteilung 78, 80, 83, 86
UTR	Upstream Target Room 66, 68, 73

1. Einleitung und Motivation

Zur Validierung von Modellen der Kernstruktur werden experimentelle Daten benötigt. Seit der Entdeckung der Radioaktivität von *H. Becquerel* [1] werden die Modelle zum Aufbau und der Struktur der Kernmaterie ständig weiterentwickelt, um den Kosmos genauer beschreiben zu können. So hat sich das Verständnis des Atoms von einem Rosinenkuchenmodell [2], einem positiv geladenen Körper, in welchem sich negativ geladene Elektronen befinden, zu der heutigen Vorstellung des Atoms von einem positiv geladenen Atomkern mit einer negativ geladenen Elektronenhülle [3] geändert. Durch die Entwicklung der Quantenmechanik [4–6] können Quantensysteme wie der Atomkern beschrieben werden. Nach der Entdeckung des Neutrons durch *J. Chadwick* [7] wurden diese in der Arbeit von *W. Heisenberg* in die Beschreibung des Atomkerns eingebunden [8–10]. Aus der Quantenmechanik entstand unter anderem auch das Schalenmodell, welches bis heute verwendet wird [11].

In den über 100 Jahren seit der Entdeckung des Atomkerns sind die Wechselwirkungen dieses Quantensystems nicht in Gänze verstanden. Das Ziel der Kernstrukturphysik ist, die Dynamik in einem Nukleonensystem aus den vier fundamentalen Wechselwirkungen herzuleiten.

Um Protonen im Potential des Atomkerns binden zu können, muss die elektromagnetische Abstoßung der positiv geladenen Protonen durch eine andere Kraft ausgeglichen werden. Die relative Stärke der Gravitation und der schwachen Wechselwirkung ist nicht in der Lage, die elektromagnetische Abstoßung der Protonen zu überwinden. Demnach ist die starke Wechselwirkung für die Bindung der Nukleonen im Atomkern verantwortlich [12].

Die Quantenchromodynamik (QCD) beschreibt Gluonen als Austauschteilchen der starken Wechselwirkung, welche die Farbladung zwischen Quarks vermitteln. Alle hadronischen Systeme sind aus Quarks aufgebaut und besitzen keine Farbladung [13]. Die Beschreibung der starken Wechselwirkung im Rahmen der QCD gilt

als ausgesprochen gut [14]. Jedoch kann die störungstheoretische Behandlung der QCD nicht Systeme mit zwei oder mehr Nukleonen beschreiben [15]. Zur Beschreibung der Kerneigenschaften wird daher auch auf andere theoretische Modelle zurückgegriffen.

Parallel zur physikalischen Entwicklung der Kernmodelle wurden ausgehend von der *braunschen Röhre* [16], mit der *F. Braun* Elektronen auf etwa 120 eV beschleunigen konnte, Teilchenbeschleuniger entwickelt. Heutige Teilchenbeschleuniger beschränken sich jedoch nicht nur auf die Produktion von beschleunigten Elektronen. Es werden sowohl Hadronen als auch Leptonen beschleunigt. Die kinetische Energie der Teilchen kann in einigen Beschleunigern mehrere TeV betragen. Durch die Vielzahl an Beschleunigern weltweit, welche in unterschiedlichen Energiebereichen operieren und den Zugang zu verschiedenen hadronischen und leptonischen Systemen bieten, können Experimente zur Kernstruktur und Teilchenphysik in verschiedensten Reaktionen durchgeführt werden. Die Experimente an den Kernen ^{112}Sn und ^{154}Gd , welche in dieser Arbeit diskutiert werden, können weitere Aufschlüsse zur Kernstruktur in verschiedenen Bereichen der Nuklidkarte geben.

1.1. Messung der Übergangsstärke des ersten angeregten Zustands von ^{112}Sn

Der erste Zustand in Atomkernen mit gerader Anzahl an Protonen und Neutronen ist fast immer ein $J^\pi = 2^+$ Zustand und hat lediglich einen Zerfallskanal. Die Eigenschaften dieses Zerfalls können Aufschluss über die Struktur des Kerns enthalten (siehe Kapitel 2.3). Hier bietet die Zinnisotopenkette mit 33 experimentell zugänglichen Isotopen zwischen zwei doppelt-magischen Kernen, ^{100}Sn und ^{132}Sn , eine ideale Landschaft zur Verifizierung theoretischer Modelle.

Die Befunde aus Experimenten der Coulomb-Anregungsmethode [17–20] und der Doppler-Shifted Attenuation Methode [21] zeigen signifikante Unterschiede für die Übergangsstärke des ersten angeregten Zustands in den Grundzustand im Bereich von ^{116}Sn entlang der Zinnisotopenkette. Ebenso existieren verschiedene Berechnungen theoretischer Kernmodelle, welche ebenfalls ein unterschiedliches Verhalten der Übergangsstärke entlang der Zinnisotopenkette vorhersagen [22–24].

Durch die Methode der Kernresonanzfluoreszenz können Übergangsstärken quasi modellunabhängig extrahiert werden. Somit bieten diese Experimente die Möglichkeit, die unterschiedlichen theoretischen und experimentellen Befunde einzuordnen.

Daher wurde die Übergangsstärke des ersten angeregten Zustands in ^{112}Sn mit der Methode der Kernresonanzfluoreszenz analysiert und in dieser Arbeit diskutiert (siehe Kapitel 6). Das Experiment wurde am Darmstadt High Intensity Photon Setup des supraleitenden Darmstädter Elektronen Linearbeschleunigers durchgeführt (siehe Kapitel 4.2).

1.2. Vermessung der Dipolantwort von ^{154}Gd

Neben dem Zerfallsverhalten von 2_1^+ -Zuständen existieren verschiedene niederenenergetische Observablen, welche mit der Kernstruktur verknüpft sind. Das Verhältnis der Zustandsenergien des 4_1^+ - und 2_1^+ -Zustands, auch $R_{4/2}$ genannt, ergibt für sphärische Kerne einen Wert von $R_{4/2} = 2$ und für axial deformierte Kerne einen Wert von $R_{4/2} = 3.33$. Ein Quantenformphasenübergang ist charakterisiert durch die rasche Änderung von Observablen innerhalb eines kleinen Bereichs mit lediglich einigen zusätzlichen Nukleonen [25].

Ebenso existieren im Bereich oberhalb der Teilchenseparationsschwelle Charakteristiken, welche auf eine Änderung der Kerngestalt schließen lassen. In diesem Bereich lässt sich die elektrische Dipolübergangsstärke makroskopisch beschreiben als Schwingung von Protonen gegen Neutronen. Es entsteht für einen sphärischen Kern eine Resonanz, da hier die Schwingung in allen drei Raumrichtungen aus Symmetriegründen gleich ist. Für axial deformierte Kerne mit einer kurzen und einer langen Symmetrieachse zeigen sich zwei Resonanzen (siehe Abbildung 2.1 und Ref. [26]), da sich hier die Schwingung der Protonen und Neutronen entlang der Symmetrieachsen unterscheidet.

Die systematischen Untersuchungen von Kernobservablen in verschiedenen Energiebereichen und die Verbindung zur Deformation des Atomkerns dient unter anderem zur Identifizierung der Kerngestalt. Die Anhäufung von elektrischer Dipolstärke im Bereich um die Teilchenseparationsschwelle, genannt *Pygmy-Dipol-Resonanz*, kann als Schwingung eines isospingesättigten Kerns (gleiche Anzahl an

Protonen und Neutronen) gegen die überzähligen Neutronen im Kern beschrieben werden. Die Anhäufung von elektrischer Dipolstärke im Bereich der Teilchenseparationsschwelle ist in den letzten Jahren in den Fokus der wissenschaftlichen Gemeinschaft gerückt, dennoch ist dieses Resonanzphänomen noch nicht zur Gänze ergründet (siehe Kapitel 2.1).

Die Stärke der *Pygmy-Dipol-Resonanz* kann mit der Neutronenhautdicke, der Differenz von Protonen- und Neutronenradien, korreliert werden [27, 28]. Ebenso besteht eine Korrelation zwischen der Zustandsgleichung (*engl. equation of state*) der Kernmaterie und der Neutronenhautdicke [29, 30]. Somit kann die Untersuchung der *Pygmy-Dipol-Resonanz* wichtige Parameter zur Beschreibung der Zustandsgleichung der Kernmaterie liefern.

Die Zustandsgleichung der Kernmaterie beschreibt die Energie pro Nukleon als Funktion der Protonen- (ρ_π) und Neutronendichte (ρ_ν) und ist gegeben durch [30]:

$$E(\rho, \delta) = E(\rho, 0) + S(\rho)\delta^2 + \mathcal{O}(\delta^4) \quad (1.1)$$

mit der Kerndichte $\rho = \rho_\pi + \rho_\nu$ und der Isospinasymmetrie $\delta = (\rho_\nu - \rho_\pi)/(\rho_\nu + \rho_\pi)$. Hierbei wird die symmetrische Kernmaterie durch $E(\rho, 0)$ beschrieben. Die Symmetrieenergie $S(\rho)$ ist gegeben durch [30]:

$$S(\rho) = J + L \frac{\rho - \rho_0}{3\rho_0} + \mathcal{O}([\rho - \rho_0]^2). \quad (1.2)$$

Hierbei beschreibt $\rho_0 \approx 0.15 - 0.16 \text{ fm}^{-3}$ die Sättigungsdichte (*engl. saturation density*). Die Parameter J und L beschreiben die Symmetrieenergie bei der Sättigungsdichte beziehungsweise die Steigung der Symmetrieenergie bei der Sättigungsdichte respektiv. Unter Berücksichtigung von über 50 Datensätzen ergibt sich $J = (31.7 \pm 3.2) \text{ MeV}$ und $L = (58.7 \pm 28.1) \text{ MeV}$ [31]. Insbesondere die Unsicherheit der Steigung der Symmetrieenergie L ist groß. Durch die Vermessung der Dipolstärkeverteilung ist es somit möglich zur Verbesserung der Parameter der Symmetrieenergie beizutragen.

Der Kern ^{154}Gd befindet sich am $N = 90$ -Quantenformphasenübergang und befindet sich somit im Übergangsbereich von einem sphärischen Kern zu einem axial deformierten Rotor. Die Dipolstärkeverteilung unterhalb der Teilchenseparationsschwelle an einem Quantenformphasenübergangskern wird im Rahmen dieser

Arbeit erstmalig untersucht (siehe Kapitel 7). Das Experiment zu ^{154}Gd wurde am γ^3 -Aufbau der High Intensity γ -Ray Source (North Carolina, USA) durchgeführt (siehe Kapitel 4.3). Mittels quasi-monoenergetischen Photonen wurde die Dipolantwort von ^{154}Gd im Bereich von 4.3 – 7.5 MeV vermessen.

1.3. Photoneninduzierter Aufbruch von Deuterium

Um in Experimenten mit reellen Photonen Übergangsstärken zu extrahieren ist es notwendig, die Anzahl der Photonen in Abhängigkeit der Photonenenergie, den Photonenfluss, zu kennen. In Experimenten mit Bremsstrahlungsquellen wird der Photonenfluss oftmals durch Zerfallseigenschaften eines bekannten Übergangs kalibriert. In Modellen des Photonenflusses werden Parameter an die vorhandenen Daten angepasst, um somit den Verlauf bestimmen zu können. In diesen Experimenten liegen oft wenige Datenpunkte vor, welche die Anzahl der Photonen mit deren Energie korreliert. Hier bietet der photoneninduzierte Aufbruch von Deuterium eine ideale Möglichkeit, da oberhalb der Bindungsenergie des Deuteriums der Wirkungsquerschnitt kontinuierlich ist und so eine Vielzahl an Messpunkten bietet.

Daher wurde weiterhin ein Messaufbau zum photoneninduzierten Aufbruch von Deuterium für die Nutzung am Darmstadt High Intensity Photon Setup ebenfalls im Rahmen dieser Arbeit entwickelt (siehe Kapitel 4.2.2). Es werden erste Ergebnisse einer Teststrahlzeit aus dem Frühjahr 2020 vorgestellt und diskutiert.



2. Dipol- und Quadrupolstärke in Kernen

In dieser Arbeit wird die Dipolstärke von mittleren Energien bis zur Teilchenseparationsschwelle von ^{154}Gd extrahiert sowie die erste Quadrupolanregung von ^{112}Sn untersucht. In diesem Kapitel wird die energieabhängige Übergangswahrscheinlichkeit von elektrischen und magnetischen Dipolübergängen beschrieben. Ebenso werden Charakteristiken elektrischer Quadrupolübergänge entlang der Nuklidkarte und deren Einfluss auf die Kernstruktur diskutiert. Die Beschreibung der photonuklearen Antwort von Kernmaterie bezieht sich auf Kerne mit gerader Anzahl an Protonen und Neutronen (gg-Kerne).

2.1. Elektrische Dipolstärke

Die Hauptstrukturen der elektrischen Dipolantworten eines Atomkerns sind die *Zwei-Phononen-Zustände* [32], die *Pygmy-Dipol-Resonanz* (PDR) [33, 34] und die *isovektorielle Dipolriesenresonanz* (engl. *isovector Giant Dipole Resonance*) (IVGDR) [26]. Im Folgenden werden die Eigenschaften der genannten Resonanzphänomene genauer beschrieben. Die Struktur der elektrischen Dipolstärke für axial deformierte gg-Kerne ist in Abbildung 2.1 schematisch dargestellt.

Zwei-Phononen-Zustände können durch die Kopplung von Quadrupol- und Oktupol-Phonon ($|2^+\rangle \otimes |3^-\rangle$) erklärt werden, hierbei entsteht ein Quintuplett. Die Anregungsenergie des $1_{2\text{ph}}^-$ -Zustands dieses Quintupletts liegt etwa bei der Summenenergie der beiden koppelnden Zustände [32, 35, 36]. Der systematische Zusammenhang zwischen dem Zerfall des Zwei-Phononen-Zustands wurde in Ref. [37] untersucht. Der Zerfall des 3_1^- in den 2_1^+ -Zustand kann in einigen Vibratorkernen [38] durch die Vernichtung eines Oktupolphonons und die simultane

Erzeugung eines Quadrupolphonons beschrieben werden. Demnach besitzt dieser elektrische Dipolübergang einen Zwei-Phononen-Charakter. Die starke Korrelation des Zerfalls $3_1^- \rightarrow 2_1^+$ zu einzelnen $1^- \rightarrow 0_1^+$ -Zerfällen wird in Ref. [37] als Indiz für den Zwei-Phononen-Charakter dieser 1^- -Zustände, beziehungsweise deren Übergänge in den Grundzustand, verwendet. Bei dem $1_{2ph}^- \rightarrow 0_1^+$ -Zerfall werden sowohl das Oktupolphonon als auch das Quadrupolphonon vernichtet.

Energetisch über dem Zwei-Phononen-Zustand befindet sich die PDR. Wird der Atomkern als eine dreikomponentige Flüssigkeit betrachtet, so kann die PDR als eine Schwingung eines isospingesättigten Kerns bestehend aus einer Neutronen- und Protonenflüssigkeit gegen die restlichen Neutronen, der *Neutronenhaut* [39, 40], interpretiert werden. Ebenso wurden α -Clustering [41, 42] und die *Toroidal-Mode* [43, 44] als mögliche Interpretationen dieses Resonanzphänomens vorgeschlagen. In den letzten Jahren wurde die PDR häufig untersucht, jedoch ist die Herkunft noch nicht zur Gänze verstanden.

Der Beitrag der IVGDR ist mit fast 80 – 90% der größte Anteil der elektrischen Dipolstärke eines Atomkerns [45]. Im zweikomponentigen Flüssigkeitsmodell wird die IVGDR als eine Schwingung aller Protonen gegen alle Neutronen beschrieben [46]. Die generelle Form der IVGDR folgt für sphärische Kerne einer Lorentz-Verteilung. In axial deformierten Kernen bildet sich eine weitere Lorentz-Verteilung innerhalb der IVGDR aus. Eine Erklärung hierfür ist die Oszillation der Protonen und Neutronen entlang der kurzen und der langen Symmetrieachse des axial deformierten Kerns [26].

2.2. Magnetische Dipolstärke

Die magnetische Dipolantwort eines Kerns hat zwei Hauptcharakteristiken. Zum einen die *Scherenmode* [47] und zum anderen die *Spin-Flip-Resonanz* [48]. Beide Phänomene können durch den $\mathcal{M}(M1)$ -Übergangoperator beschrieben werden [49]. Die Struktur der magnetischen Dipolstärke ist für axial deformierte gg-Kerne in Abbildung 2.1 schematisch dargestellt.

Der Übergangoperator für einen magnetischen Dipolübergang ist gegeben durch

[49]:

$$\mathcal{M}(M1) = \sum_{i=1}^A g_l(i) \vec{l}_i + g_s(i) \vec{s}_i \quad (2.1)$$

mit der Anzahl der Nukleonen A , den Bahndrehimpuls g -Faktoren $g_l(i)$ und Spin g -Faktoren $g_s(i)$ von Protonen und Neutronen sowie den Bahndrehimpuls- und Spin-Operatoren \vec{l}_i und \vec{s}_i . Hierbei ist der Bahndrehimpuls g -Faktor für Proton und Neutron 1 und 0 respektiv. Der Übergangsoperator kann mittels Isospin (Proton: $t_z = 1/2$, Neutron: $t_z = -1/2$) in eine isoskalare (IS) und eine isovektorielle (IV) Komponente aufgespalten werden [49]. Es gilt:

$$\mathcal{M}(M1) = \mathcal{M}(M1)_{\text{IS}} + \mathcal{M}(M1)_{\text{IV}} \quad (2.2)$$

mit,

$$\mathcal{M}(M1)_{\text{IS}} = \frac{1}{2} [\vec{J} + (g_s^\pi + g_s^\nu - 1) \vec{S}] \quad (2.3)$$

$$\mathcal{M}(M1)_{\text{IV}} = \underbrace{\frac{1}{2} (\vec{L}_\pi - \vec{L}_\nu)}_{\text{orbital}} + \underbrace{\frac{1}{2} (g_s^\pi - g_s^\nu) \mathcal{M}_{\text{GT}}(M1)_{\Delta T_z=0}}_{\text{spin-isospin}}. \quad (2.4)$$

Hier beschreibt \vec{J} den Gesamtdrehimpuls-Operator, \vec{S} den Gesamt-Spin-Operator, $\vec{L}_{\pi/\nu}$ die Gesamt-Bahndrehimpuls-Operatoren für Protonen (π) und Neutronen (ν), \mathcal{M}_{GT} den Gamow-Teller-Operator [50] und $g_s^{\pi/\nu}$ die Spin g -Faktoren für Protonen beziehungsweise Neutronen. Mit den konkreten g -Faktoren für Proton ($g_s^\pi = 5.585$) und Neutron ($g_s^\nu = -3.826$) [51] zeigt sich, dass der isoskalare Anteil des $\mathcal{M}(M1)$ Operators im Vergleich zum isovektoriellen Anteil für gleich große Matrixelemente kleiner ist.

Die isovektorielle Komponente $\mathcal{M}(M1)_{\text{IV}}$ lässt sich ebenfalls in zwei Teile aufspalten, welche für die beiden Phänomene der magnetischen Dipolstärke ausschlaggebend sind [49]. Durch den orbitalen Anteil des $\mathcal{M}(M1)_{\text{IV}}$ -Operators kann die sogenannte *Scherenmode* beschrieben werden. Hier schwingen Valenz-Protonen und -Neutronen in einer scherenartigen Bewegung gegeneinander. In dem Bereich der Seltenen Erden findet man typischerweise die Scherenmode bei etwa 3 MeV [48, 52].

Das zweite Phänomen in der magnetischen Dipolstärke ist die sogenannte *Spin-Flip-Resonanz*, welche durch den Spin-Isospin-Anteil des isovektoriellen $\mathcal{M}(M1)_{IV}$ beschrieben werden kann. Bei der Spin-Flip-Resonanz wird ohne Änderung des Bahndrehimpulses der Gesamt-Drehimpuls um $\Delta j = 1$ geändert.

Der Gamow-Teller Operator beschreibt für den Fall $\Delta T_z = 1$ einen β -Zerfall. Wird jedoch die Projektion des Isospins T_z nicht geändert, so findet keine Kernumwandlung statt. Dies ist der Fall für eine Kernreaktion mittels Photonen, daher werden die korrespondierenden Zustände auch als isobare Analogzustände oder Gamow-Teller-Analogzustände bezeichnet [50].

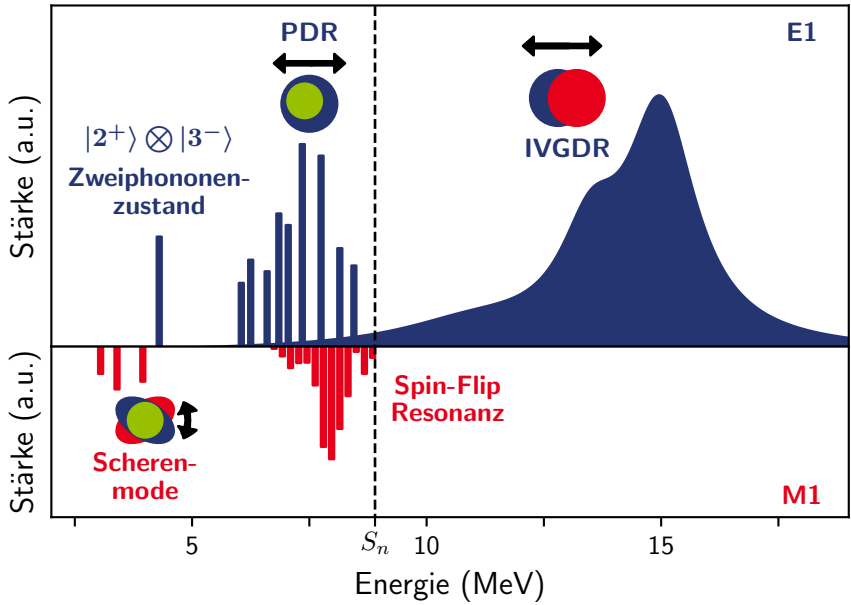


Abbildung 2.1.: Schematische Darstellung der $E1$ - und $M1$ -Stärke für axial deformierte gg -Kerne. Hierbei sind die Resonanzphänomene nicht verhältnismäßig zueinander dargestellt. Dargestellt sind einzelne Resonanzen unterhalb der Neutronen-Separationsschwelle S_n , wie zum Beispiel der Zwei-Phononen-Zustand [32]. Im Bereich der Neutronen-Separationsschwelle kann typischerweise die PDR gefunden werden [33]. Ist die Zustandsdichte in einem Kern hoch, können einzelne Zustände nicht mehr aufgelöst werden und es entsteht ein Quasi-Kontinuum. Oberhalb der Neutronen-Separationsschwelle liegt die IVGDR, welche den Hauptteil der $E1$ -Stärke ausmacht [45]. Die $M1$ -Stärke beschränkt sich hauptsächlich auf die Scherenmode [47] und die Spin-Flip-Resonanz [48]. Die Grundlage der Veranschaulichung der Resonanzphänomene ist das Flüssigkeitsmodell. Hier entspricht blau Neutronen, rot Protonen und grün einem isospingesättigten Kern bestehend aus einer Neutronen- und Protonenflüssigkeit.

2.3. Elektrische Quadrupolstärke

Bei einer elektrischen Quadrupolanregung eines sphärischen Kerns schwingen, im geometrischen Bild, Nukleonen des Atomkerns, sodass eine quadrupolartige Verformung entsteht (siehe Abbildung 2.2). In gg-Kernen ist meist der erste angeregte Zustand ein 2_1^+ -Zustand. Diese Anregung kann ausschließlich über elektrische Quadrupolstrahlung zerfallen. Der Verlauf der elektrischen Quadrupolstärke der bekannten 2_1^+ -Zustände in gg-Kernen sowie die magischen Zahlen für Protonen und Neutronen sind in Abbildung 2.3 dargestellt. Die hier aufgetragene Übergangsstärke ist in sogenannten Weisskopfseinheiten (W. u.) (siehe Kapitel 3.2.2) angegeben. Wird Quadrupolstärke des 2_1^+ -Zustands entlang der Isotopen- beziehungsweise Isotonenketten betrachtet, zeigt sich eine klare Struktur welche mit den magischen Zahlen korreliert ist.

Laut einer empirischen Untersuchung ist die Übergangswahrscheinlichkeit T des 2_1^+ -Zustands in den Grundzustand und dessen Energie $E_{2_1^+}$ korreliert [53]. Es wird gezeigt, dass $T/E_{2_1^+}^4$ für Kerne mit Nukleonenzahl $12 - 240$ konstant ist. Die Übergangswahrscheinlichkeit T ist proportional zur Übergangsstärke (siehe Kapitel 3.2.2). Im Folgenden werden zwei verschiedene Erklärungen des Verlaufs der Quadrupolstärke gegeben.

Das kollektive Kernmodell beschreibt Kernanregungen im Flüssigkeitsmodell als kohärente Bewegung der Nukleonen eines Kerns. Die Quadrupolanregung des 2_1^+ -Zustands kann näherungsweise als Oberflächenschwingung der Kernmaterie beschrieben werden. Hierbei ist die Quadrupolstärke des 2_1^+ -Zustands ein Maß für die Verformbarkeit des Nukleus im Flüssigkeitsmodell. Kerne an Schalenabschlüssen haben dabei eine geringere Quadrupolstärke im Vergleich zu Kernen zwischen Schalenabschlüssen [54, 55].

Im *Seniority Scheme* [56] können unter anderem die Quadrupolstärke und die Levelenergie des 2_1^+ -Zustands beschrieben werden. In diesem Modell wird zur Vorhersage kernphysikalischer Größen die Anzahl der gepaarten und ungepaarten Nukleonen in einem Orbital genutzt. Die Levelenergie ist hierbei konstant, wobei die Quadrupolstärke ein parabolisches Verhalten mit Maximum in der Orbitalmitte zeigt [38].

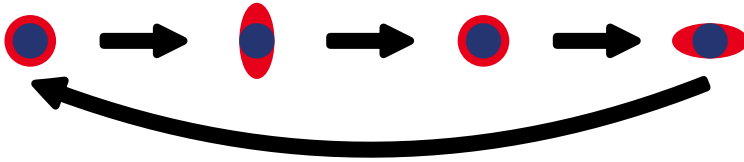


Abbildung 2.2.: Schematische Darstellung des zeitlichen Verlaufs einer Quadrupol-schwingung für sphärische Kerne im Flüssigkeitsmodell. Ruhender Kern in blau, Nukleonen beteiligt an der Kernanregung in rot.

Wird der Verlauf der Quadrupolstärke als Parabel angenommen, wie durch das *Seniority Scheme* vorhergesagt, muss laut Ref. [53] die Energie des 2_1^+ -Zustands zum Schalenabschluss ansteigen. Dieser Zusammenhang ist durchaus mit dem *Seniority Scheme* verträglich, da hier lediglich von Nukleonen in einem Orbital ausgegangen wird. Dies ist jedoch eine Näherung. In Realität befinden sich zwischen Schalenabschlüssen oftmals mehrere Orbitale, auf welche sich die Nukleonen verteilen [38].

Das Verhalten von Übergangsstärke und Levelenergie des 2_1^+ -Zustands wird in Kapitel 6.6 am Beispiel von Zinn genauer untersucht. In den hier betrachteten Theorien (Large-Scale-Schalenmodell (LSSM) [11, 22], Monte-Carlo-Schalenmodell (MCSM) [23, 57] und Relativistic Quasiparticle Random Phase Approximation (RQRPA) [24, 58]) liegen unterschiedliche effektive Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen zugrunde, welche die Kerndynamik und die Kernstruktur effektiv beschreibt.

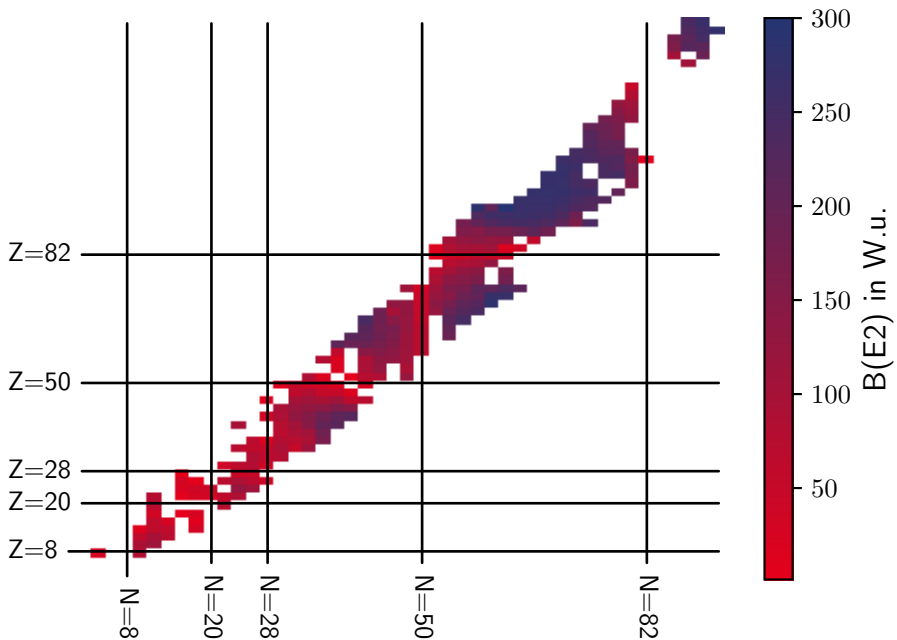


Abbildung 2.3.: Verlauf der elektrischen Quadrupolstärke des 2_1^+ -Zustands für gg-Kerne entlang der Nuklidkarte [59]. Die magischen Zahlen für Protonen und Neutronen sind ebenfalls eingezeichnet (8, 20, 28, 50, 82).

3. Grundlagen der Kernresonanzfluoreszenz

In diesem Kapitel werden die Grundlagen der Kernresonanzfluoreszenz (KRF) dargestellt und auf Messgrößen der KRF eingegangen. Die theoretischen Grundlagen der KRF entstammen hauptsächlich aus Ref. [52, 60]. Anderweitige Quellen werden im Text direkt referenziert.

3.1. Prinzip der Kernresonanzfluoreszenz

Die KRF beschreibt die Anregung und den anschließenden Zerfall von Atomkernen durch Photonen. Typische Lebensdauern von Kernzuständen, welche mittels KRF vermessen werden, liegen im Bereich von Femto- bis Pikosekunden.

Bei der Anregung und dem anschließenden Zerfall der Kernzustände unterscheidet man zwischen elastischer (Zerfall zum Grundzustand) und inelastischer (Zerfall zu einem anderen angeregten Zustand) Streuung (siehe Abbildung 3.1). Dies ist jedoch keine Streuung im klassischen Sinne, sondern das energetische Analogon zum klassischen Stoß zweier Körper. Bei klassischen Streuexperimenten liegt das gleiche Teilchen im Eingangs- und Ausgangskanal vor, hingegen wird bei KRF das Photon bei der Kernanregung (Eingangskanal) absorbiert und beim anschließenden Zerfall (Ausgangskanal) ein Photon erzeugt.

Experimente der KRF beschränken sich meist auf den Bereich unterhalb der Neutronen-Separationsschwelle. Ab dieser Schwelle werden Reaktionen mit Photonen im Ausgangskanal stark unterdrückt. Die elektromagnetische Strahlung, welche bei Übergängen zwischen Zuständen auftritt, wird durch die Multipolarität

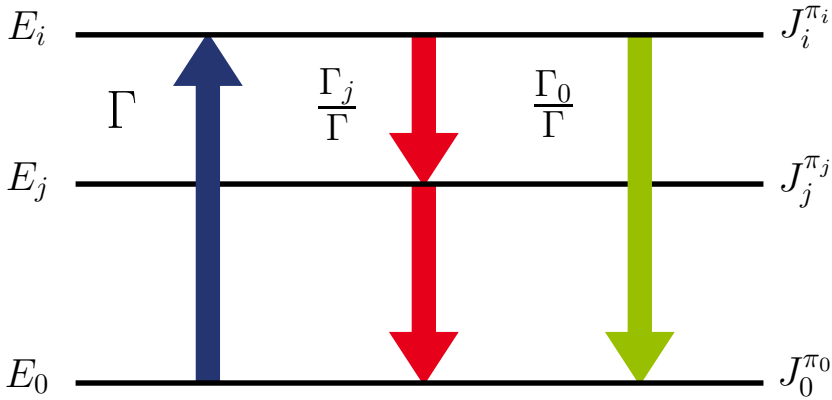


Abbildung 3.1.: Schematische Darstellung der Absorption und Emission von realen Photonen am Atomkern. Ein Zustand i , mit der Halbwertsbreite Γ , der Energie E_i und dem Spin $J_i^{\pi_i}$ wird angeregt (blau). Dieser Zustand kann entweder über einen energetisch niedrigeren Zustand E_j , mit $J_j^{\pi_j}$, in den Grundzustand (rot, inelastisch) oder direkt zum Grundzustand (grün, elastisch) zerfallen.

L und den Strahlungscharakter λ beschrieben. Die Multipolarität der elektromagnetischen Strahlung hängt von dem Gesamtdrehimpuls des Ausgangszustands J_i und des Endzustands J_j ab:

$$|J_i - J_j| \leq L \leq |J_i + J_j|. \quad (3.1)$$

Der Strahlungscharakter λ steht in Zusammenhang mit der Paritätsquantenzahl π . Es wird zwischen elektrischer (E) und magnetischer (M) Strahlung unterschieden. Im Fall der elektrischen Strahlung mit der Multipolarität L gilt

$$\pi_i = (-1)^L \pi_j, \quad (3.2)$$

für magnetische Strahlung gilt

$$\pi_i = (-1)^{L+1} \pi_j. \quad (3.3)$$

In dieser Arbeit werden lediglich elektrische und magnetische Dipolübergänge sowie elektrische Quadrupolübergänge betrachtet, da die Übergangswahrscheinlichkeit anderer Strahlungscharakteristiken zu gering ist. Generell gilt: die magnetische Strahlung ist gegenüber elektrischer Strahlung bei gleicher Anregungsenergie etwa um den Faktor 10^2 und die Übergangswahrscheinlichkeit für eine höhere Ordnung der Multipolarität um etwa 10^6 unterdrückt [61].

Im Allgemeinen sind verschiedene Kombinationen von Multipolarität und Strahlungscharakter bei einem Übergang zwischen Zuständen möglich (siehe Gleichung 3.1). Für den Fall eines $1^+ \rightarrow 2^+$ Übergangs ist dies eine Mischung von M1- und E2-Strahlung. Hierfür ist das Multipolmischungsverhältnis $\delta_{i \rightarrow j}$ die Kenngröße, welche sich aus dem Übergangsoperator $\mathcal{M}(\lambda L)$ und den beteiligten Zuständen zusammensetzt. Von reinen Übergängen wird gesprochen, falls genau eine Kombination von λ und L erlaubt ist. Das Multipolmischungsverhältnis ist definiert als [62]:

$$\delta_{i \rightarrow j} = \frac{\langle J_j | \mathcal{M}(\lambda' L') | J_i \rangle}{\langle J_j | \mathcal{M}(\lambda L) | J_i \rangle} \quad \text{mit } L' > L. \quad (3.4)$$

3.2. Messgrößen der Kernresonanzfluoreszenz

In KRF-Experimenten wird Strahlung, welche bei dem Zerfall eines Kernzustands entsteht, energie- und richtungsaufgelöst detektiert. Hierbei entsteht für einen Übergang in den Spektren der Detektoren, welche unter bekannten Winkeln stehen, in einem gewissen Energiebereich eine Resonanz oder auch Peak. Die Fläche der Resonanz ist die primäre Messgröße eines KRF-Experiments. Die Peakfläche $A_{0 \rightarrow i \rightarrow j}$ ist näherungsweise proportional zu der Anzahl der Atomkerne im Target N_T , der energieabhängigen Photonennachweiswahrscheinlichkeit des Detektors oder auch Detektoreffizienz ϵ , dem Photonenfluss N_γ , der effektiven Winkelverteilung $W_{0 \rightarrow i \rightarrow j}^{\text{eff}}$, dem integrierten Wirkungsquerschnitt $I_{0 \rightarrow i \rightarrow j}$ und ist gegeben durch:

$$A_{0 \rightarrow i \rightarrow j} = N_T \epsilon(E_\gamma^{i \rightarrow j}) N_\gamma(E_\gamma^{0 \rightarrow i}) W_{0 \rightarrow i \rightarrow j}^{\text{eff}}(\theta, \phi) I_{0 \rightarrow i \rightarrow j}(E_\gamma^{0 \rightarrow i}, J_0, J_i, \Gamma_{0 \rightarrow i}, \Gamma_{i \rightarrow j}, \Gamma_i). \quad (3.5)$$

Die in einem Detektor gemessene Peakfläche ist abhängig von der Photonenenergie des Übergangs der beteiligten Zustände $E_\gamma^{0 \rightarrow i}$ und $E_\gamma^{i \rightarrow j}$ sowie den Spins J_0 und J_i und den partiellen Halbwertsbreiten $\Gamma_{0 \rightarrow i}$ und $\Gamma_{i \rightarrow j}$ als auch von der totalen Halbwertsbreite Γ_i und den beiden Raumwinkeln θ und ϕ . Der Index 0 beschreibt den Grundzustand des Atomkerns. Im Folgenden wird auf die experimentunabhängigen Terme der Gleichung 3.5 eingegangen.

3.2.1. Übergangs- und Zustandsenergie

Die Messung der Energie von emittierten Photonen ist durch den Kernrückstoß verschoben gegenüber der Resonanzenergie des Zustands i . Aufgrund der Impulserhaltung während des Absorptions- und Emissionsprozesses ergibt sich für den Kernrückstoß eine Korrektur in der Größenordnung von $E_\gamma^{i \rightarrow 0}/m(A, Z)c^2$. Hierbei beschreibt $E_\gamma^{i \rightarrow 0}$ die Energie des emittierten Photons und $m(A, Z)$ die Kernmasse mit der Lichtgeschwindigkeit c . Laut Ref. [63] ergibt sich für Grundzustandszerfälle die Beziehung zwischen der Energie des Zustands und der gemessenen Energie:

$$E_i = E_\gamma^{i \rightarrow 0} \left[1 + \frac{1}{2} (1 - 2 \cos[\vartheta]) \frac{E_\gamma^{i \rightarrow 0}}{m(A, Z)c^2} \right] + \mathcal{O} \left(\frac{E_\gamma^{i \rightarrow 0}}{m(A, Z)c^2} \right)^2. \quad (3.6)$$

Hier gibt ϑ den Winkel zwischen den Photonen der Absorption und der Emission an.

3.2.2. Übergangsbreite und Übergangsstärke

Die Lebensdauer τ_i eines Kernzustandes i beschreibt die Zeit, in der ein Zustand mit einer Wahrscheinlichkeit $1/e$ zerfällt [64]. Die Lebensdauer eines Zustands ist direkt mit der Übergangsbreite Γ_i über das reduzierte plancksche Wirkungsquantum \hbar verknüpft [64]. Es gilt:

$$\hbar = \tau_i \Gamma_i. \quad (3.7)$$

Die Übergangswahrscheinlichkeit $T_{i \rightarrow j}^{\lambda L}$ zwischen dem Ausgangszustand i und dem Endzustand j hängt direkt von der Lebensdauer bzw. der Übergangsbreite des Ausgangszustands i ab. Die Dimension der Übergangswahrscheinlichkeit ist eine reziproke Zeit.

Im Allgemeinen kann ein Zustand über mehrere Kanäle zerfallen. Die totale Übergangsbreite Γ_i setzt sich aus den partiellen Übergangsbreiten $\Gamma_{i \rightarrow j}$ zusammen. Es gilt [65]:

$$T_{i \rightarrow j}^{\lambda L} = \frac{1}{\tau_i} = \frac{\Gamma_i}{\hbar} = \frac{1}{\hbar} \sum_j \Gamma_{i \rightarrow j}. \quad (3.8)$$

Die Übergangsbreite, sowie die Lebensdauer sind über die Übergangswahrscheinlichkeit $T_{i \rightarrow j}^{\lambda L}$ mit der reduzierten Übergangswahrscheinlichkeit (*vereinfacht: Übergangsstärke*) $B(\lambda L; i \rightarrow j)$ verknüpft. Es gilt [61, 65]:

$$T_{i \rightarrow j}^{\lambda L} = \frac{8\pi(L+1)}{L([2L+1]!!)^2} \frac{1}{\hbar} \left(\frac{E_{\gamma,i}}{\hbar c} \right)^{2L+1} B(\lambda L; i \rightarrow j). \quad (3.9)$$

Für Grundzustandsübergänge in Kernen mit gerader Anzahl an Protonen und Neutronen gilt:

$$B(E1; 0_1^+ \rightarrow 1^-) = 9.554 \cdot 10^{-4} \cdot g \cdot \frac{\Gamma_{0_1^+ \rightarrow 1^-}}{(E_{\gamma}^{0_1^+ \rightarrow 1^-})^3} \quad (3.10)$$

$$B(M1; 0_1^+ \rightarrow 1^+) = 8.641 \cdot 10^{-2} \cdot g \cdot \frac{\Gamma_{0_1^+ \rightarrow 1^+}}{(E_{\gamma}^{0_1^+ \rightarrow 1^+})^3} \quad (3.11)$$

$$B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2^+) = 1.245 \cdot 10^3 \cdot g \cdot \frac{\Gamma_{0_1^+ \rightarrow 2^+}}{(E_{\gamma}^{0_1^+ \rightarrow 2^+})^5} \quad (3.12)$$

$$(3.13)$$

mit den Einheiten der Übergangsstärken

$$[B(EL)] = e^2 \text{fm}^{2L}, \quad [B(ML)] = \mu_N^2 \text{fm}^{2L-2}. \quad (3.14)$$

Es sind Resonanzenergien in MeV und Übergangsbreiten in eV anzugeben. Der Vorfaktor sorgt für die Umrechnung von dem SI-Einheitensystem in das CGS-Einheitensystem [66–68]. Oftmals sind in der Literatur Übergangsstärken in Einheiten von barn (b) anstatt in femtometer (fm), mit $1 \text{ b} = 100 \text{ fm}^2$, angegeben. Ebenso werden Übergangsstärken in Weisskopfeinheiten (*engl. Weisskopf units*) verglichen. Die Weisskopfab schätzung ist eine Einteilchen-Abschätzung der Übergangsstärke und gibt Aufschluss über die Anzahl der Nukleonen beteiligt an der Kernanregung. Jedoch ist dies lediglich eine grobe Abschätzung, abhängig von der Anzahl an Nukleonen A . Es gilt [65, 69]:

$$B_{\text{WU}}(EL) = \frac{1.2^{2L}}{4\pi} \left(\frac{3}{L+3} \right)^2 A^{2L/3} e^2 \text{fm}^{2L}, \quad (3.15)$$

$$B_{\text{WU}}(ML) = \frac{10}{\pi} 1.2^{2L-2} \left(\frac{3}{L+3} \right)^2 A^{(2L-2)/3} \mu_N^2 \text{fm}^{2L-2}. \quad (3.16)$$

Für einen gegebenen Übergang wird in der Literatur oftmals die Kurzform $B(\lambda L) \uparrow$ für eine Kernanregung und $B(\lambda L) \downarrow$ für einen Kernzerfall genutzt. Hierbei sind beide durch den spin-statistischen Faktor g verknüpft. Es gilt:

$$B(\lambda L) \uparrow = g B(\lambda L) \downarrow. \quad (3.17)$$

3.2.3. Wirkungsquerschnitt

Der Wirkungsquerschnitt einer Kernreaktion beschreibt die Wahrscheinlichkeit, dass zwei Teilchen auf eine gewisse Art und Weise reagieren und hat die Dimension einer Fläche. Der Absorptionswirkungsquerschnitt $\sigma_{0 \rightarrow i}(E)$ beschreibt im Fall der KRF die Absorptionswahrscheinlichkeit von Photonen mit der Energie E für die Anregung aus dem Grundzustand zu einem Zustand i mit der Resonanzenergie $E_\gamma^{0 \rightarrow i}$. Der Wirkungsquerschnitt für isolierte Zustände kann durch eine Breit-Wigner Verteilung (Lorentz-Kurve) beschrieben werden [70]. Es gilt:

$$\sigma_{0 \rightarrow i}(E) = \frac{\pi}{2} \left(\frac{\hbar c}{E_\gamma^{0 \rightarrow i}} \right)^2 \frac{2J_i + 1}{2J_0 + 1} \frac{\Gamma_{0 \rightarrow i} \Gamma_i}{(E - E_\gamma^{0 \rightarrow i})^2 + \Gamma_i/4} = \frac{\sigma_{0 \rightarrow i}^{\max}}{1 + \left(\frac{E - E_\gamma^{0 \rightarrow i}}{\Gamma_i/2} \right)^2}. \quad (3.18)$$

Der spin-statistische Faktor $g = (2J_i + 1)/(2J_0 + 1)$ berücksichtigt die magnetischen Unterzustände des Grundzustands sowie des angeregten Zustands J_0 und J_i . Bei der Resonanzenergie ergibt sich der maximale Absorptionswirkungsquerschnitt

$$\sigma_{0 \rightarrow i}(E_\gamma^{0 \rightarrow i}) = 2\pi g \left(\frac{\hbar c}{E_\gamma^{0 \rightarrow i}} \right)^2 \frac{\Gamma_{0 \rightarrow i}}{\Gamma_i} \equiv \sigma_{0 \rightarrow i}^{\max}. \quad (3.19)$$

Die Beschreibung des Wirkungsquerschnitts in Gleichung 3.18 gilt jedoch nur für ortsfeste Atomkerne. Effekte wie quantenmechanische Gitterschwingungen in einem Ensemble und thermodynamische Bewegung der Atomkerne tragen zur Verbreiterung des Wirkungsquerschnitts im Laborsystem bei.

Die thermische Bewegung der Atome folgt einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung $p(\vec{v})$. Hier ist jedoch lediglich die Geschwindigkeitsverteilung in Ausbreitungsrichtung der Photonen im Eingangskanal, v_\parallel , relevant,

$$p(v_\parallel)dv_\parallel = \sqrt{\frac{m(A, Z)}{2\pi k_B T}} \exp\left(-\frac{m(A, Z)v_\parallel^2}{2k_B T}\right) dv_\parallel. \quad (3.20)$$

Die Geschwindigkeitsverteilung hängt von der Masse $m(A, Z)$ und der absoluten Temperatur T des Systems sowie der Boltzmann-Konstante k_B ab. Durch die Bewegung des Atoms verschiebt sich die Übergangsenergie $E_\gamma^{0 \rightarrow i}$ im Laborsystem zu

$$E_{\gamma, \text{lab}}^{0 \rightarrow i} \stackrel{v_\parallel \ll c}{\approx} \left(1 - \frac{v_\parallel}{c}\right) E_\gamma^{0 \rightarrow i}. \quad (3.21)$$

Mit der Verschiebung der Übergangsenergie und der Integration über alle Geschwindigkeiten des Atomkerns ergibt sich aus Gleichung 3.18 der dopplerverbreiterte Absorptionswirkungsquerschnitt

$$\sigma_{0 \rightarrow i}^D(E) = \int_{-\infty}^{\infty} \sigma_{0 \rightarrow i}(E) \Big|_{E_\gamma^{0 \rightarrow i} \rightarrow E_{\gamma, \text{lab}}^{0 \rightarrow i}(v_\parallel)} p(v_\parallel) dv_\parallel. \quad (3.22)$$

Dieses Integral kann jedoch im Allgemeinen nicht analytisch gelöst werden, im Grenzfall $\Gamma_i \ll \Delta = \sqrt{2k_B T / m(A,Z)c^2 E_{\gamma,i}}$ gilt:

$$\sigma_{0 \rightarrow i}^D(E) \stackrel{\Gamma_i \ll \Delta}{\approx} \frac{\sqrt{\pi} \sigma_{\max}}{2\Delta/\Gamma_i} \exp\left(-\left[\frac{E - E_{\gamma,i}}{\Delta}\right]^2\right). \quad (3.23)$$

In KRF-Experimenten werden als Targets meist Festkörper genutzt. In diesem Fall ist die Geschwindigkeitsverteilung der Atomkerne komplexer. Unter der Voraussetzung, dass das Target als Debye-Kontinuum betrachtet werden kann und die Gitterbindung des Materials schwach ist

$$\Delta + \Gamma_i \gg 2k_B T_D, \quad (3.24)$$

mit der Debye-Temperatur T_D , kann das Target als Gas mit einer effektiven Temperatur T_{eff} genähert werden. Die effektive Temperatur korrespondiert zu der mittleren Energie pro Vibrationsfreiheitsgrad des Targetmaterials. Die effektive Temperatur ist gegeben durch [71]:

$$T_{\text{eff}} = 3 \left[\left(\frac{T}{T_D} \right)^3 \int_0^{T_D/T} t^3 \left(\frac{1}{\exp(t) - 1} + \frac{1}{2} \right) dt \right] T. \quad (3.25)$$

Die Debye-Temperaturen für verschiedene Materialien sind unter anderem in Ref. [72] tabelliert.

Der integrierte Wirkungsquerschnitt $I_{0 \rightarrow i \rightarrow j}$ ergibt sich aus der Integration des Absorptionswirkungsquerschnitts $\tilde{\sigma}_{0 \rightarrow i}^D(E)$ und dem Verzweigungsverhältnis, dem Verhältnis der partiellen Übergangsbreite $\Gamma_{i \rightarrow j}$ zu der totalen Übergangsbreite Γ_i :

$$I_{0 \rightarrow i \rightarrow j} = \frac{\Gamma_{i \rightarrow j}}{\Gamma_i} \int \sigma_{0 \rightarrow i}^D(E) dE = \pi^2 g \left(\frac{\hbar c}{E_{\gamma,i}} \right)^2 \frac{\Gamma_{i \rightarrow j} \Gamma_{0 \rightarrow i}}{\Gamma_i}. \quad (3.26)$$

3.2.4. Winkelverteilung

Bei dem Zerfall eines angeregten Kernzustandes unterliegt das emittierte Photon einer Wahrscheinlichkeitsverteilung in den beiden Raumwinkeln θ und ϕ . Die

Raumwinkel werden im Bezug zur Ausbreitungsrichtung der Photonen, welche eine Kernanregung verursachen, angegeben. Hierbei gibt θ die Richtung des emittierten Photons bezüglich der Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung an und ϕ den Winkel bezüglich der Ebene der Polarisation und der Ausbreitungsrichtung.

Zur Beschreibung der Winkelverteilung eines Übergangs sind Informationen zur Multipolarität und des Strahlungscharakters sowie der Gesamtdrehimpulse der beteiligten Zustände nötig. Insbesondere für gemischte Übergänge ist das Multipolmischungsverhältnis δ wichtig.

In dieser Arbeit wird die Definition von *K.S. Krane, R.M. Steffen, R.M. Wheeler* aus Ref. [73] verwendet. Die Definition des Multipolmischungsverhältnisses nach *L. C. Biedenharn und M. E. Rose* [74], δ_{BR} , unterscheidet sich von der Definition aus Gleichung 3.4 und steht in folgender Beziehung zueinander [75]:

$$\delta(\gamma_1) = -\delta_{\text{BR}}(\gamma_1), \quad (3.27)$$

$$\delta(\gamma_2) = \delta_{\text{BR}}(\gamma_2). \quad (3.28)$$

Das Multipolmischungsverhältnis für das absorbierte Photon γ_1 ändert in der Konvention von Biedenharn und Rose das Vorzeichen. Hingegen ist die Konvention für das Multipolmischungsverhältnis des emittierten Photons γ_2 gleich.

Zunächst wird die Winkelverteilung von unpolarisierten Photonen im Eingangskanal betrachtet, das heißt die Winkelverteilung in ϕ ist isotrop. Für eine $0 \rightarrow i \rightarrow j$ -Kaskade gilt:

$$W_{0 \rightarrow i \rightarrow j}(\theta) = \sum_{\nu=\text{gerade}} B_{\nu}^{0 \rightarrow i} A_{\nu}^{i \rightarrow j} P_{\nu}(\cos \theta). \quad (3.29)$$

Die Entwicklungskoeffizienten für Absorption $B_{\nu}^{i \rightarrow j}$ und Emission $A_{\nu}^{j \rightarrow k}$ sind gegeben durch [73]

$$\begin{aligned} B_{\nu}^{0 \rightarrow i} = & \frac{1}{1 + \delta_{0 \rightarrow i}^2} \left[F_{\nu}(L_{0 \rightarrow i}, L'_{0 \rightarrow i}, J_0, J_i) + (-1)^{L_{0 \rightarrow i} + L'_{0 \rightarrow i}} 2\delta_{0 \rightarrow i} \right. \\ & \times F_{\nu}(L_{0 \rightarrow i}, L'_{0 \rightarrow i}, J_0, J_i) + \delta_{i \rightarrow j}^2 F_{\nu}(L'_{0 \rightarrow i}, L'_{0 \rightarrow i}, J_0, J_i) \left. \right] \end{aligned} \quad (3.30)$$

$$\begin{aligned} A_{\nu}^{i \rightarrow j} = & \frac{1}{1 + \delta_{i \rightarrow j}^2} \left[F_{\nu}(L_{i \rightarrow j}, L'_{i \rightarrow j}, J_i, J_j) + 2\delta_{i \rightarrow j} \right. \\ & \times F_{\nu}(L_{i \rightarrow j}, L'_{i \rightarrow j}, J_i, J_j) + \delta_{i \rightarrow j}^2 F_{\nu}(L'_{i \rightarrow j}, L'_{i \rightarrow j}, J_i, J_j) \left. \right] \end{aligned} \quad (3.31)$$

und $P_\nu(\cos \theta)$ beschreibt das Legendre-Polynom (siehe Gleichung 3.36). Die F-Koeffizienten $F_\nu(L, L', J, J')$ sind unter anderem in Ref. [73, 74] tabelliert. Die explizite Form der Koeffizienten lautet:

$$F_\nu(L, L', J, J') = (-1)^{J+J'-1} \sqrt{(2L+1)(2L'+1)(2J+1)(2J'+1)} \quad (3.32)$$

$$\times \begin{pmatrix} L & L' & \nu \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} L & L' & \nu \\ J' & J' & J \end{Bmatrix},$$

mit den Wigner 3j- und 6j-Symbolen, siehe Ref. [76].

Im Fall von polarisierten Photonen im Eingangskanal muss Gleichung 3.29 angepasst werden. Die Anpassung der Koeffizienten ist in Ref. [77] im Detail beschrieben. Für das polarisierte Photon gilt:

$$W_{0 \rightarrow i \rightarrow j}(\theta, \phi) = \sum_{\nu=\text{gerade}} B P_\nu^{i \rightarrow j} A_\nu^{j \rightarrow k} \quad (3.33)$$

mit

$$B P_\nu^{0 \rightarrow i} = B_\nu^{0 \rightarrow i} P_\nu(\cos \theta) \pm_{\lambda_{0 \rightarrow i}} \frac{1}{1 + \delta_{0 \rightarrow i}^2} \cos(2\phi) P_\nu^2(\cos \theta)$$

$$\times [\kappa_\nu(L_{0 \rightarrow i}, L_{0 \rightarrow i}) F_\nu(L_{0 \rightarrow i}, L_{0 \rightarrow i}, J_0, J_i)$$

$$\pm_{\lambda'_{0 \rightarrow i}} (-1)^{L_{0 \rightarrow i} + L'_{0 \rightarrow i}} \kappa(L_{0 \rightarrow i}, L'_{0 \rightarrow i}) 2\delta_{i \rightarrow j} F_\nu(L_{0 \rightarrow i}, L'_{0 \rightarrow i}, J_0, J_i)$$

$$\pm_{\lambda'_{0 \rightarrow i}} \kappa(L'_{0 \rightarrow i}, L'_{0 \rightarrow i}) F_\nu(L'_{0 \rightarrow i}, L'_{0 \rightarrow i}, J_0, J_i)]. \quad (3.34)$$

Die Vorzeichen der einzelnen Terme in Gleichung 3.34 ändern sich mit dem Strahlungscharakter. Für elektrische Strahlungscharakter gelten positive Vorzeichen, für magnetische negative. Die Funktion $\kappa(L, L')$ setzt sich aus Clebsch-Gordan-Koeffizienten [76], der Bahndrehimpulse L und L' und Abhängigkeiten des Summationsindex ν zusammen:

$$\kappa_\nu(L, L') = -\sqrt{\frac{(\nu-2)!}{(\nu+2)!} \frac{C_{L1 L'1}^{\nu 2}}{C_{L1 L'1}^{\nu 0}}}. \quad (3.35)$$

Für die Legendre-Polynome P_ν und die assoziierten Legendre-Polynome P_ν^μ gilt

[76]

$$P_\nu(x) = \frac{1}{2^\nu \nu!} \frac{d^\nu}{dx^\nu} ((x^2 - 1)^\nu), \quad (3.36)$$

$$P_\nu^\mu(x) = (-1)^\mu (1 - x^2)^{\mu/2} \frac{d^\mu}{dx^\mu} P_\nu(x). \quad (3.37)$$

Die Winkelverteilungen von reinen Dipolanregungen ($0^+ \rightarrow 1^\pm \rightarrow 0^+$) bei polarisierten Photonen im Eingangskanal (Gleichung 3.38) sowie für eine reine Quadrupolanregung ($0^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$) bei unpolarisierten Photonen im Eingangskanal (Gleichung 3.39) soll hier exemplarisch angegeben werden und ist in Abbildung 3.2 dargestellt.

$$W_{0^+ \rightarrow 1^\pm \rightarrow 0^+}(\theta, \phi) = 1 + \frac{1}{4} \left((3 \cos^2 \theta - 1) + 3\pi \cos 2\phi (1 - \cos^2 \theta) \right) \quad (3.38)$$

$$W_{0^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+}(\theta) = \frac{5}{4} (1 - 3 \cos^2 \theta + 4 \cos^4 \theta) \quad (3.39)$$

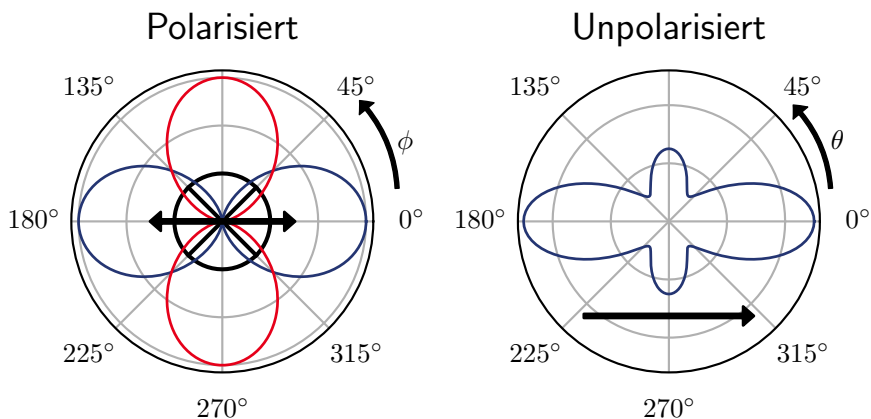


Abbildung 3.2.: Exemplarische Winkelverteilungen mit polarisierten (links) und unpolarisierten (rechts) Photonen im Eingangskanal. Links ist die Abhängigkeit des Winkels ϕ für $0^+ \rightarrow 1^\pm \rightarrow 0^+$ Kaskaden gezeigt (blau: $\pi = +1$, rot: $\pi = -1$). Der Photonenstrahl steht senkrecht auf der Zeichnungsebene und die Polarisation verläuft horizontal. Rechts ist die Abhängigkeit des Winkels θ für eine $0^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$ Kaskade mit unpolarisierten Photonen im Eingangskanal gezeigt. Hier ist die Strahlachse horizontal.

4. Experimentelle Aufbauten

Dieses Kapitel handelt von den experimentellen Aufbauten, welche in dieser Arbeit verwendet wurden. Zum einen wird der supraleitende Darmstädter Elektronen Linearbeschleuniger (S-DALINAC) [78, 79] beschrieben, wobei auf den Darmstadt High Intensity Photon Setup (DHIPS) [80] besonders eingegangen wird. Hier wurde das Experiment bezüglich der $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ Stärke von ^{112}Sn durchgeführt (siehe Kapitel 6). Ebenso wurde der DHIPS während dieser Arbeit weiterentwickelt. Der Aufbau zur Überwachung des Photonenflusses und dessen Endpunkts während KRF-Experimente an DHIPS wird in diesem Kapitel vorgestellt und erste Ergebnisse präsentiert.

Des Weiteren wird die High Intensity γ -Ray Source (HI γ S) [81] sowie der γ^3 -Aufbau [82, 83] vorgestellt. Hier wurde das Experiment zur Bestimmung der Dipolantwort von ^{154}Gd (siehe Kapitel 7) durchgeführt. Zunächst werden die Unterschiede der genutzten Photonenquellen, Bremsstrahlung und Comptonrückstreuung diskutiert.

4.1. Experimentelle Photonenquellen

In dieser Arbeit wird sowohl ein Experiment mit Bremsstrahlung (siehe Kapitel 6) als auch ein Experiment mit quasi-monochromatischer Photonenstrahlung behandelt (siehe Kapitel 7). Dieser Abschnitt beschreibt die Unterschiede der verwendeten Photonenquellen.

Im Fall eines Experiments mit Bremsstrahlung werden Elektronen in einer Radiatorplatte abgebremst und Bremsstrahlung entsteht. Das resultierende Photonenpektrum kann durch analytische Ausdrücke, zum Beispiel durch die *Schiffformel*

[84], näherungsweise beschrieben werden (siehe Abbildung 4.1). Durch das kontinuierliche Photonenspektrum können diverse Kernzustände gleichzeitig angeregt und deren Zerfall analysiert werden. Bei der simultanen Bestrahlung eines Materials mit bekanntem Übergangsverhalten (Referenztarget) kann das Verhalten der Kernzustände des Targets relativ vermessen werden.

Hingegen werden bei Experimenten mit quasi-monochromatischer Photonenstrahlung, ausgehend von der Comptonrückstreuung, idealerweise einzelne oder nur wenige Kernzustände angeregt. Somit ist der inelastische Zerfall der Kernzustände für inelastische Zerfälle mit genügend hoher Energiedifferenz einfach zu identifizieren. Bei hohen Zustandsdichten ist es nicht möglich, einzelne Zustände aufzulösen, weshalb mittlere Quantitäten bestimmt werden (siehe Kapitel 7).

Das Photonenflussspektrum von Compton-rückgestreuten Photonen ist im Vergleich zum Bremsstrahlungsspektrum energetisch schmaler (siehe Abbildung 4.1). Aus diesem Grund werden meist mehrere Energieeinstellungen verwendet, um die photonukleare Antwort des Kerns über einen größeren Bereich zu bestimmen.

4.2. Supraleitender Darmstädter Linearbeschleuniger

Der erste Beschleuniger am Institut für Kernphysik der TU Darmstadt wurde 1962 fertiggestellt. Seitdem wurde der Darmstädter Linearbeschleuniger stetig im Rahmen von zahlreichen Doktor- und Diplomarbeiten weiterentwickelt. Der Darmstädter Linearbeschleuniger wurde bis 1987 betrieben. Seit 1991 liefert der zweifach rezirkulierende S-DALINAC einen Elektronenstrahl zu verschiedenen Experimentierplätzen. Die vier Hauptmessplätze sind der DHIPS, zwei Elektronenspektrometer, LINTOTT [85, 86] und QCLAM [87, 88] sowie der NEPTUN-Tagger [89, 90]. Eine weitere Rezirkulation wurde 2015/16 im Rahmen der Dissertation von M. Arnold [79] konzipiert und aufgebaut. Somit ist der S-DALINAC in der Lage, Elektronen auf eine maximale Energie von 130 MeV bei einem maximalen Strom von etwa 20 μ A zu beschleunigen.

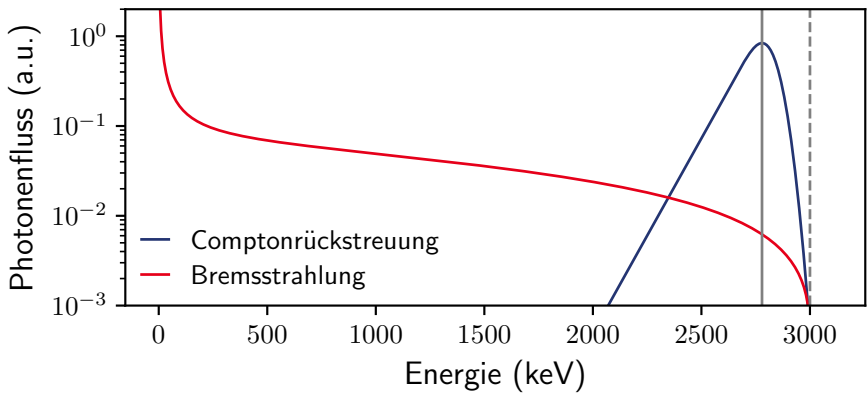


Abbildung 4.1.: Schematische Photonenflüsse von Compton-Rückstreuung (blau) und Bremsstrahlung (rot). Die Zentroidenergie des Photonenflusses von Compton-Rückstreuung (durchgezogene Linie) und des Endpunkts der Bremsstrahlung (gestrichelte Linie) sind durch vertikale Linien gekennzeichnet. Der Energiebereich der erzeugten Photonen ist bei der Compton-Rückstreuung wesentlich schmäler als bei der Bremsstrahlung.

4.2.1. Darmstadt High Intensity Photon Setup

Am DHIPS [80] des S-DALINAC werden Experimente mit realen Photonen durchgeführt, hauptsächlich sind dies KRF-Experimente. Jedoch werden hier auch Experimente zur photoneninduzierten Kernspaltung durchgeführt [92].

Für KRF-Experimente wird der Elektronenstrahl des S-DALINAC von einem Radiator, meist einer Metallplatte, gestoppt. Hierbei entsteht Bremsstrahlung, welche durch einen Kupferkollimator auf das Target fokussiert wird. Photonen, welche einer photonuklearen Reaktion am Target entstammen, können nun mit geeigneten Detektoren, beispielsweise hochreines Germanium (engl. *High-Purity-Germanium*)-Detektoren, nachgewiesen werden.

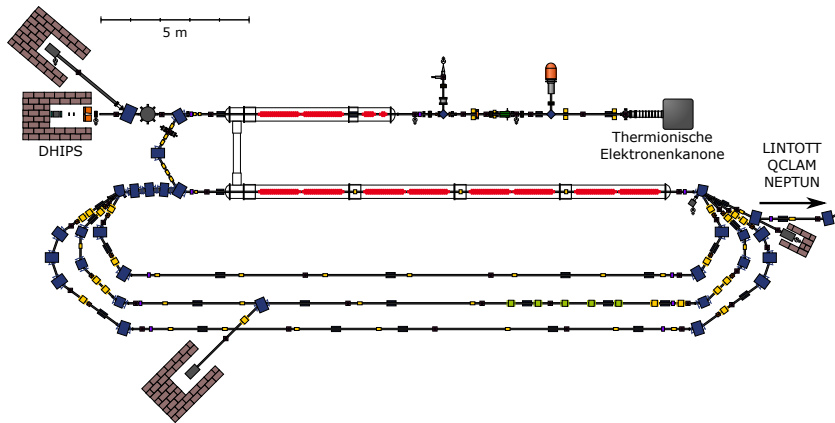


Abbildung 4.2.: Grundriss des dreifach rezirkulierenden S-DALINAC mit den Beschleunigungskavitäten in rot, die Dipolmagnete zur Ablenkung des Elektronenstrahls in blau, die Quadrupolmagnete zur Strahlfokussierung in gelb und die Sextupolmagnete zur Beeinflussung der Chromatizität in grün. Modifiziert von [91].

Zur aktiven Unterdrückung des Compton-Untergrunds, sowie der Single- und Double-Escape Linien, werden die hochreine Germanium (*engl. High-Purity-Germanium*) (HPGe)-Detektoren mit einem Bismuthgermanat (BGO)-Szintillator umgeben (siehe Kapitel 6.1). Werden Photonen innerhalb einer gewissen Zeit, der Breite des Koinzidenzfensters, in HPGe- und BGO-Detektor nachgewiesen, wird dieses per Veto nicht von der Datenaufnahme registriert. Diese Art der Unterdrückung verbessert das Verhältnis von Signal zu Untergrund. Eine schematische Zeichnung des DHIPS ist in Abbildung 4.3 abgebildet.

Details zum Experiment an ^{112}Sn

Für die Bestimmung der reduzierten Übergangswahrscheinlichkeit $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ von ^{112}Sn wurden zwei HPGe Detektoren mit einer relativen Effizienz von 100% genutzt [93]. Die Detektoren wurden unter $\theta = 90^\circ$ und unter $\theta = 130^\circ$ relativ

Isotop	Masse(mg)
^{59}Co ♣	768.9(3)
^{27}Al ♣	1705.5(4)
Sn♣	4428.5(4)
^{27}Al ♠	1706.7(4)
^{56}Co ♠	751.1(4)
Total	9360.7(3)

Tabelle 4.1.: Zusammensetzung des Targets zur Bestimmung des $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ von ^{112}Sn . Die Zeichen ♣ und ♠ beschreiben Schichten des Targets entlang der Strahlachse (siehe Abbildung 4.3).

zum einfallenden Photonenstrahl platziert. Das Target wurde als *Sandwich-Target* realisiert, das heißt die einzelnen Komponenten des Targets wurden übereinander in den Targetbehälter (zylindrisch, Ø 2 cm) geschichtet, siehe Abbildung 4.3. Der Targetbehälter wurde aus Polyvinylchlorid (PVC) gefertigt. Die Massen der einzelnen Targets sind in Tabelle 4.1 aufgelistet. Mittels Übergängen in ^{27}Al und ^{59}Co wird der Photonenfluss kalibriert. Da Aluminium und Kobalt lediglich ein stabiles Isotop haben, wurde für die Anreicherung 100% angenommen. Hingegen liegt ^{112}Sn lediglich zu 0.973(3)% natürlich vor, weswegen ein angereichertes Target verwendet wurde [94]. Der Anreicherungsgrad von ^{112}Sn beträgt 95.1(1)%, wobei das zweithäufigste Isotop ^{114}Sn mit einem Anreicherungsgrad von 4.7% enthalten ist. Die verbleibenden zwei Prozent verteilen sich auf die restlichen stabilen Zinnisotope [95].

Das Experiment wurde im Herbst 2015 durchgeführt und dauerte 10 Tage. Die Datenaufnahme war 218 Stunden aktiv mit einer Totzeit von $\sim 10\%$. Die Summe des Elektronenstroms auf den Radiatoren (0.5 mm und 2.5 mm Gold) lag zwischen 15.5 μA und 19.1 μA bei einer Elektronenenergie von $E_0 = 2.5 \text{ MeV}$. Die Spektren der Detektoren im Bereich der relevanten Peaks sind in Abbildung A.1 gezeigt.

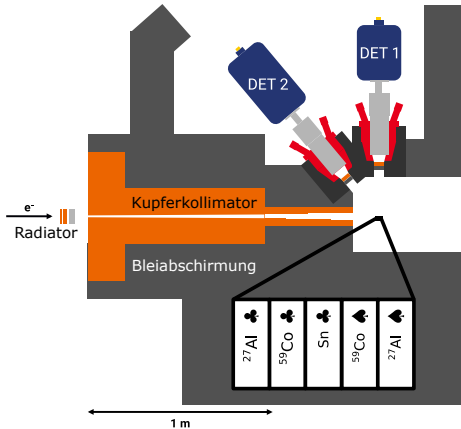


Abbildung 4.3.: Schematische Darstellung des DHIPS. Elektronen werden in einem Radiator gestoppt, um Bremsstrahlung zu erzeugen. Die Bremsstrahlung wird kollimiert, um anschließend mit Atomkernen des Targets zu wechselwirken. Um das Target herum sind Detektoren platziert, welche die emittierten Photonen einer Kernreaktion nachweisen. Der Aufbau des Sandwich-Targets für das Experiment an ^{112}Sn ist vergrößert dargestellt. Modifiziert von [96].

4.2.2. Erweiterung des DHIPS-Messplatzes

Im Rahmen dieser Arbeit wurde an der Möglichkeit der Überwachung des Photonenflusses am DHIPS gearbeitet. Dazu soll der photoneninduzierte Aufbruch von Deuterium genutzt werden, um den Endpunkt sowie die Form des Photonenflusses zu messen. Das Deuteron ist eines der leichtesten hadronischen Systeme und dient als Ausgangspunkt vieler theoretischer Betrachtungen und ist daher schon lange im Fokus von kernphysikalischen Arbeiten. In diesem Abschnitt werden die theoretischen Grundlagen des Experiments und der experimentelle Aufbau beschrieben sowie die Ergebnisse einer ersten Teststrahlzeit diskutiert. Die theoretischen Grundlagen des photoneninduzierten Aufbruchs von Deuterium stammen aus Ref. [97]. Die Idee zu diesem Aufbau stammt aus einer Kollaboration mit dem Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf. Dort wird ebenfalls der photonen-

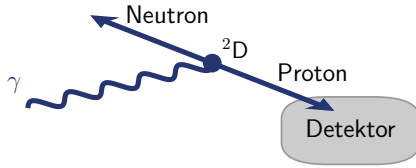


Abbildung 4.4: Schematische Darstellung des photoneninduzierten Aufbruchs von Deuterium und der Detektion des Protons.

induzierte Aufbruch von Deuterium genutzt, um Bremsstrahlungsspektren zu vermessen [98].

Theoretische Grundlagen

Mit den experimentellen Arbeiten von Chadwick und Goldhaber [99] sowie der ersten theoretischen Beschreibung des photoneninduzierten Aufbruchs von Deuterium von Bethe et al. [100] in den 1930er Jahren wird dieser fundamentale Prozess untersucht. Eine schematische Darstellung des Prozesses ist in Abbildung 4.4 abgebildet.

Aufgrund der relativ geringen Photonenenergie am DHIPS ist die Beschreibung des energieabhängigen Wirkungsquerschnitts durch Dipolübergänge ausreichend. Für einen elektrischen Dipolübergang $\sigma_{2D}^{E1}(E)$ gilt [101]:

$$\sigma_{2D}^{E1}(E) = \frac{8\pi}{3} \frac{e^2}{\bar{m}_n E_{2D}} \frac{\left(\frac{E}{E_{2D}} - 1\right)^{3/2}}{\left(\frac{E}{E_{2D}}\right)^3 (1 - r_t \sqrt{\bar{m}_n E_{2D}})} \quad (4.1)$$

mit \bar{m}_n der mittleren Nukleonenmasse, E_{2D} der Bindungsenergie des Deuterons und r_t der effektiven Triplett-Reichweite der Proton-Neutron-Streuung (entnommen

aus Ref. [102]). Für den magnetischen Dipolübergang $\sigma_{2D}^{M1}(E)$ gilt [101]:

$$\sigma_{2D}^{M1}(E) = \frac{2\pi}{3} \left(\frac{e}{\bar{m}_n} \right)^2 (g_s^\pi - g_s^\nu)^2 \frac{\sqrt{EE_{2D} - E_{2D}^2}}{E} \times \\ \times \frac{\left(1 - a_s \left[\sqrt{\bar{m}_n E_{2D}} - 1/4 \bar{m}_n ([r_s + r_t] E_{2D} - [r_s - r_t][E - E_{2D}]) \right] \right)^2}{\left(1 + a_s^2 \bar{m}_n [E - E_{2D}] \right) (1 - r_t \sqrt{\bar{m}_n E_{2D}})} \quad (4.2)$$

mit den Singulett- und Triplett-Streulängen α_s und α_t sowie der effektiven Singulett-Reichweite r_s der Proton-Neutron-Streuung (entnommen aus Ref. [102]). Die Gleichungen 4.1 und 4.2 entsprechen Gleichung 2.18 und 2.21 mit den Ersetzungen aus Gleichung 2.5 und 2.8 aus Ref. [97]. Mittels dieser Gleichungen ergibt sich der totale Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{2D}^{\text{tot}}(E) = \sigma_{2D}^{E1}(E) + \sigma_{2D}^{M1}(E). \quad (4.3)$$

In Abbildung 4.5 ist der totale Wirkungsquerschnitt für den photoneninduzierten Aufbruch des Deuteriums gezeigt. Der Vergleich mit den experimentellen Daten [103–112] zeigt eine gute Übereinstimmung. Für ein Photon mit der Energie E_γ , welches ein Deuteriumatom aufspaltet, gilt:

$$E_\gamma = E_{2D} + E_\pi + E_\nu. \quad (4.4)$$

Hier beschreibt E_π die Energie des Protons und E_ν die Energie des Neutrons. Aufgrund der Impulserhaltung und der näherungsweise gleichen Masse von Proton und Neutron ergibt sich:

$$E_\gamma \approx E_{2D} + 2E_\pi. \quad (4.5)$$

Zur Beschreibung des Protonenspektrums $N_\pi(E_\pi)$ ist der Verlauf des Photonenflusses $N_\gamma(E_\gamma)$ und des differentiellen Wirkungsquerschnitts $\frac{d\sigma_{2D}(E)}{d\Omega}$ entscheidend. Aufgrund des geringen M1-Anteils des totalen Wirkungsquerschnitts mit weniger als 5% bei Photonen mit mehr als 4 MeV, wird im Folgenden lediglich der E1-Anteil betrachtet. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für den E1-Anteil ist gegeben durch [97]:

$$\frac{d\sigma_{2D}^{E1}(E)}{d\Omega} = \frac{e^2}{\bar{m}_n E_{2D}} \frac{\left(\frac{E}{E_{2D}} - 1 \right)^{3/2}}{\left(\frac{E}{E_{2D}} \right)^3 (1 - r_t \sqrt{\bar{m}_n E_{2D}})} \sin^2 \varphi. \quad (4.6)$$

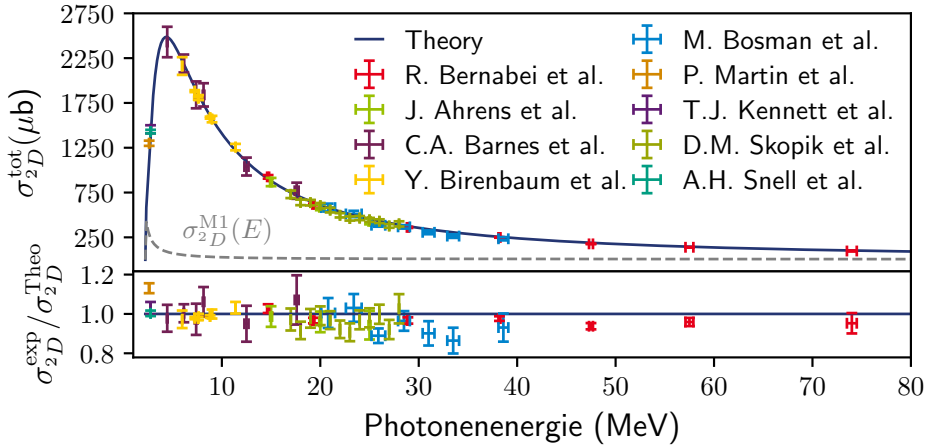


Abbildung 4.5.: Totaler Wirkungsquerschnitt des photoneninduzierten Aufbruchs von Deuterium sowie verschiedene experimentelle Daten [103–112] (oben). Relative Abweichung von experimentellen Daten zur Theorie (unten). Der M1-Anteil des Wirkungsquerschnitts ist in grau eingezeichnet.

Hier beschreibt φ den Winkel zwischen Photon und Proton der Kernreaktion. Somit ist die Form des erwarteten Protonenspektrums gegeben durch:

$$N_{\pi}(E_{\pi}) = N_{\gamma}(E_{\gamma}) \int \frac{d\sigma_{2D}(E_{\gamma})}{d\Omega} d\Omega \quad (4.7)$$

mit $E_{\gamma} = 2E_{\pi} + E_{2D}$ und dem Raumwinkel des Detektors Ω .

Der Verlauf des Photonenstrahlspektrums an DHIPS kann näherungsweise durch die *Schiffformel* [84] beschrieben werden. Unter der Annahme einer 100%-igen Nachweiswahrscheinlichkeit der Detektoren für Protonen kann die erwartete Form des Protonenspektrums mittels Gleichung 4.7 errechnet werden. Hier werden lediglich Protonen des photoneninduzierten Aufbruchs von Deuterium betrachtet. Andere Reaktionsmechanismen, wie zum Beispiel der Erzeugung von Compton-Elektronen, wurden vernachlässigt. In Abbildung 4.6 ist die Form des erwarteten

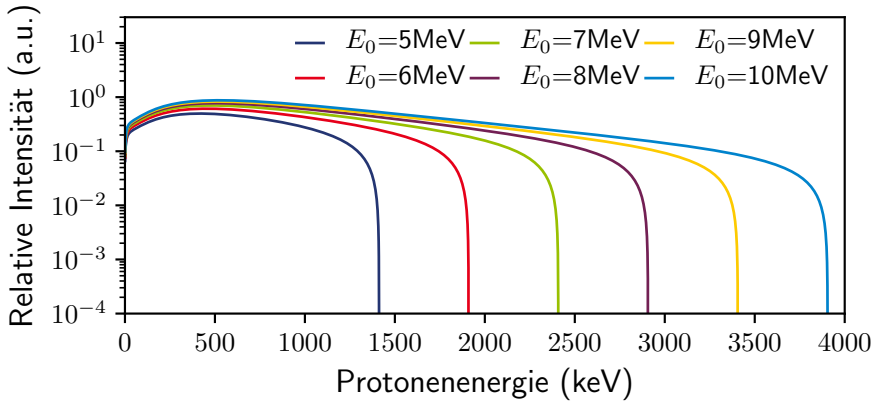


Abbildung 4.6.: Erwartete Form des Protonenspektrums bezüglich eines Bremsstrahlungsspektrums mit einer Endpunktsenergie von E_0 . Das Bremsstrahlungsspektrum wird hier durch die Schiffformel beschrieben.

Protonenspektrums für verschiedene Bremsstrahlungsspektren mit Endpunktsenergie E_0 gezeigt. Das erwartete Protonenspektrum spiegelt den Verlauf des Spektrums aus Ref. [98] Abbildung 4 für höhere Energien wider (siehe Abbildung 4.7).

Somit kann durch die Messung der Energie von Protonen, welche dem photonen-induzierten Aufbruch von Deuterium entstammen, der Photonenfluss indirekt oberhalb der Bindungsenergie des Deuteriums kontinuierlich vermessen werden. Zur Beschreibung des relativen Photonenflusses durch die Schiffformel bedeutet dies, dass für die Anpassung der Parameter im Prinzip keine Referenztargets in KRF-Experimenten nötig sind.

Messaufbau und Datenaufnahme

In Zusammenarbeit mit der mechanischen Werkstatt des Instituts für Kernphysik (Darmstadt) wurde eine Vakuumkammer für den Einsatz am DHIPS entwickelt

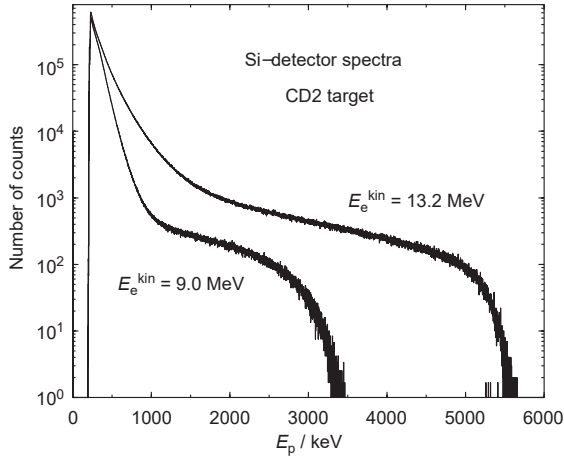


Abbildung 4.7.: Gemessene Spektren von Siliziumdetektoren (sensitive Länge $300\mu\text{m}$) während der Bestrahlung einer deuterierten Polyethylen-Folie mit Bremsstrahlung, erzeugt in einem $3.5 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ Niob-Radiator bei Elektronenenergien von $E_e^{\text{kin}} = 9.0 \text{ MeV}$ und $E_e^{\text{kin}} = 13.2 \text{ MeV}$. Die Spektren wurden auf die Anzahl der Elektronen, welche während der Messung den Radiator getroffen haben, normiert. Der Anstieg der Zählereignisse hin zu kleinen Energien stammt von gestreuten Photonen und Elektronen, welche den Siliziumdetektoren treffen. Entspricht Abbildung 4 aus Ref. [98]. Reproduziert mit Erlaubnis, © Elsevier.

(siehe Abbildung C.1). Die Kammer besitzt zwei CF-63 Flansche. Diese dienen zum einen zur Verbindung der Vakuumpumpen (*SCROLLVAC SC 5 D* und *TURBOVAC 250 iX* [113]) mit der Vakuumkammer und zum anderen, um in einer weiteren Ausbaustufe das KRF-Target ebenso unter Vakuum zu vermessen. Durch die Evakuierung des KRF-Targets ist eine Reduktion des nicht-resonanten Untergrunds zu erwarten [83]. Damit erhöht sich die Sensitivität der KRF-Experimente. Für die Signalübertragung der Detektoren sind drei BNC-Durchführungen an der Kammer vorhanden. Der Deckel der Vakuumkammer wird mittels M6 Schrauben fixiert und durch eine Gummidichtung abgedichtet.

Zur einfachen Justage der Detektoren sowie des Targets außerhalb der Vakuumkammer wurde ein Rahmen aus *item* Profilen Typ *Profil 5 20x20,natur* [114] angefertigt (siehe Abbildung C.3 und C.4). In diesem Rahmen werden die Halterungen der Detektoren und des Targets verschraubt (siehe Abbildungen C.5 und C.7). Somit kann die relative Positionierung der Detektoren in Bezug auf das Target optimiert werden.

Die Targethalterungen sind für Siliziumdetektoren des Typs *ORTEC ULTRA* [115] mit einer aktiven Fläche von 600 mm^2 ausgelegt (siehe Abbildung C.5). Zur Positionierung der Detektoren in der Halterung wurde eine verschraubbare Rückwand in das Detektorgehäuse integriert.

Das Target wurde unter $(\theta, \phi) = (45^\circ, 45^\circ)$ im Zentrum des Rahmens, beziehungsweise der Vakuumkammer, konzipiert (siehe Abbildung C.7). Somit können mit bis zu drei Siliziumdetektoren die Protonen des photoneninduzierten Aufbruchs unter identischen Winkeln gemessen werden. Um den Targetaufbau flexibel zu gestalten, wurden in der Halterung Bohrungen zum Wechsel der Targetfolien vorgesehen.

Die Signale der Detektoren wurden zunächst durch einen *ORTEC 142A* Vorverstärker [116] geleitet. Das vorverstärkte Signal wurde mit einem Analog-Digital-Wandler (*engl. Analog-Digital-Converter*) (ADC) des Typs 7072T [117] aufgenommen und an ein *USBMate* [118] übertragen. Der serielle Anschluss des *USBMate* wurde mittels der Python Bibliothek *pySerial* [119] ausgelesen.

Energiekalibrierung

Die ADC-Kanäle wurden durch den Nachweis von α -Teilchen einer Alpha-Mischquelle [120] einer Teilchenenergie zugeordnet. Die Quelle, bestehend aus ^{239}Pu , ^{241}Am und ^{244}Cm , sendet hauptsächlich α -Teilchen mit den Energien von 5156.5 keV, 5485.5 keV und 5804.77 keV aus [121–123]. Die sensitive Länge des verwendeten Detektors ist, laut Hersteller, mindestens $300\text{ }\mu\text{m}$ lang. Der Energieverlust der α -Teilchen in den Siliziumdetektoren wurde mit *ATIMA* [124] und *SRIM-2013* [125] bestimmt. Beide Programme errechnen eine maximale Reichweite von $< 30\text{ }\mu\text{m}$. Daher ist davon auszugehen, dass die gesamte Energie der α -Teilchen im Detektor nachgewiesen wird. Das energiekalibrierte Spektrum der Messung, mit der Alpha-Mischquelle an Targetposition, ist in Abbildung 4.8 gezeigt.

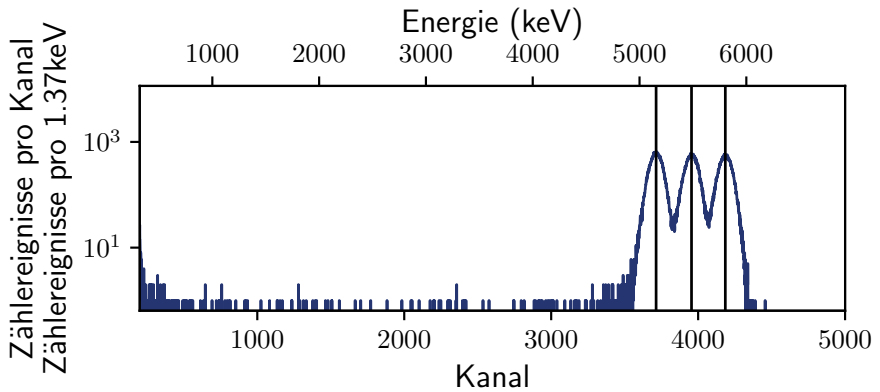


Abbildung 4.8.: Energiekalibrierung der Siliziumdetektoren mittels einer Alpha-Mischquelle. Die Zusammensetzung der Quelle und die Energien der α -Teilchen sind im Text gegeben. Die Energiekalibrierung wurde als linear angenommen.

Die Totschicht, die Schicht in der Teilchen nicht nachgewiesen werden können, jedoch Energie verlieren, der Siliziumdetektoren beträgt laut Hersteller $0.5 \mu\text{m}$ und besteht aus Bor. Die Berechnung des Energieverlustes wurde ebenfalls mit ATIMA durchgeführt. Es zeigt sich für ein α -Teilchen mit einer Energie von 5000 keV ein Energieverlust von etwa 12 keV und für Protonen mit 1000 keV ein Energieverlust von 3 keV in der Totschicht. Die Energiekalibrierung wurde vor und nach der Teststrahlzeit durchgeführt, um Schwankungen der elektronischen Bauteile oder der Datenverarbeitung auszuschließen.

Auswertung und Resultate

In der ersten Teststrahlzeit zur Messung des photoneninduzierten Aufbruchs von Deuterium wurde eine deuterierte Polyethylenfolie mit einer Flächenbelegung von $3.0(3) \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ [126] genutzt. Der Abstand des Detektors zur deuterierten Polyethylenfolie betrug 38 mm . Neben einer Langzeitmessung wurden ebenfalls Messungen

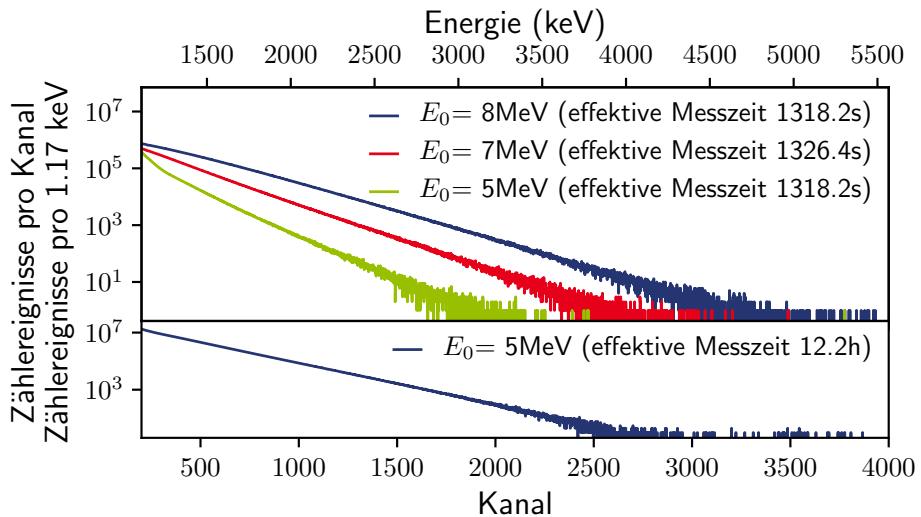


Abbildung 4.9.: Spektren des Siliziumdetektors für Langzeitmessung und Messungen mit verschiedenen Endpunkten E_0 des Bremsstrahlungsspektrums.

mit drei verschiedenen Endpunkten des Bremsstrahlungsspektrums durchgeführt. Das bedeutet, die Bremsstrahlung wurde durch Elektronen mit der Energie E_0 produziert. Die Spektren der Messungen sind in Abbildung 4.9 gezeigt.

Die Form aller Spektren in Abbildung 4.9 weicht von den Erwartungen eines klar definierten Endpunkts ab (vergleiche Abbildung 4.6). Der energetische Verlauf der Bremsstrahlung nahe dem Endpunkt ist exponentiell abfallend. Um genügend Statistik für Protonen nahe des korrespondierenden Photonenendpunkts zu erhalten, wird daher viel Zeit ($> 12.2\text{h}$) benötigt. Zudem wurden in den Spektren der Siliziumdetektoren signifikante Zählereignisse verzeichnet, welche nach der Energiekalibrierung mittels Alpha-Mischquelle Gleichung 4.5 verletzen.

In Abbildung 4.9 (oben) werden Spektren mit ähnlich effektiver Messdauer und Elektronenstrom auf den Radiatorplatten betrachtet, um den Einfluss dieser Größen auf den Inhalt des Spektrums zu reduzieren. Somit ist der einzige verän-

derte Parameter der Messungen die Energie der Elektronen, welche die Bremsstrahlung in den Radiatorplatten erzeugen. Der Unterschied der Spektren kann daher nur durch die veränderte Energie der Elektronen erklärt werden. Demnach ist es durch die Verbesserung der Sensitivität des Messaufbaus und langer Messzeiten möglich, den Endpunkt des Bremsstrahlungsspektrums zu ermitteln. Im Folgenden werden Möglichkeiten zur Verbesserung der Sensitivität des Aufbaus diskutiert, welche im Rahmen dieser Arbeit nicht untersucht werden konnten.

Die Qualität der Signale im Experiment war unzureichend. Die Energieauflösung der Alpha-Resonanzen in der Quellmessung ist, aufgrund hochfrequenter Störungen des Detektorsignals, mit 137 keV voller Breite bei halber Höhe (*engl. full width at half maximum*) (FWHM) gering. Der Hersteller gibt eine FWHM von 23 keV bei der Alpha-Teilchenenergie von 5486 keV für die Detektoren an [115]. In Abbildung 4.10 ist das Signal des Vorverstärkers während einer Quellmessung zur Energiekalibrierung mittels Alpha-Mischquelle abgebildet. Hier zeigen sich hochfrequente Störungen des Signals von etwa 20 kHz. Während des Experiments konnte kein Signal aufgenommen werden. Dennoch ist davon auszugehen, dass aufgrund der Vielzahl an benötigten Netzteilen zum Betrieb des Beschleunigers, welche zum Zeitpunkt der Quellmessung nicht in Betrieb waren, die Störungen mindestens gleichbleiben oder verstärkt werden. Durch entsprechende Abschirmungen des Vorverstärkers und der Vakuumkammer können unter anderem hochfrequente Störungen verringert werden.

In Ref. [78] ist der Photonenfluss an DHIPS näherungsweise mit etwa 100 Photonen pro Elektronenvolt und Sekunde bei $\frac{2}{3}$ der Endpunktsenergie des Bremsstrahlungsspektrums angegeben. Somit kann in Bezug auf das verwendete Target die erwartete Protonenzählrate mit etwa $10^3 - 10^4$ Hz abgeschätzt werden.

Der *USBMate* hat eine Zählrate von etwa 80 kHz verzeichnet, wodurch sogenanntes *Pile-Up* [127] nicht ausgeschlossen werden kann. *Pile-Up* bezeichnet eine zeitliche Überlagerung zweier oder mehr unabhängiger Detektorsignale, wodurch eine falsche Pulshöhe im ADC verarbeitet und in einen zu hohen Kanal einsortiert wird.

Ebenso kann der Energieverlust der Protonen in der Targetfolie mitunter eine Rolle für die Form des gemessenen Spektrums gespielt haben. Der Energieverlust für ein Proton mit 1388 keV, welches die komplette Targetfolie passiert, beträgt etwa 632 keV [124]. Das bedeutet, Protonen mit ursprünglich maximaler Energie

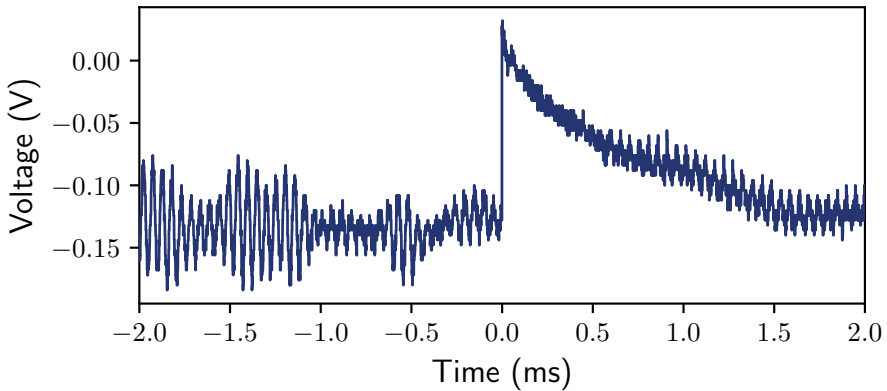


Abbildung 4.10.: Vorverstärkersignal eines Siliziumdetektors während der Quellmessung zur Energiekalibrierung mittels Alpha-Mischquelle. Dieses Vorverstärkersignal weist erhebliche hochfrequente Schwingungen im Bereich von etwa 20 kHz auf.

erzeugen Zählereignisse bei niedrigerer Energie. Dieser Einfluss sollte jedoch eine geringe Rolle spielen, da sich die relative Anzahl der Photonen typischerweise um mehrere Größenordnungen unterscheidet (siehe Abbildung 4.1).

Demnach sollte, im Hinblick auf die Zählrate, ein Target mit geringerer Flächenbelegung benutzt oder die Detektoren weiter vom Target entfernt angebracht werden. Aufgrund einer verringerten Anzahl an Deuteriumkernen verringert sich die Zählrate der Siliziumdetektoren proportional, wohingegen die Änderung der Distanz von Detektor zu Target quadratisch die Zählrate beeinflusst.

4.3. High Intensity γ -Ray Source

An der HI γ S in Durham (North Carolina, USA) kann mittels Compton-Rückstreuung ein hochenergetischer polarisierter Photonenstrahl mit einer geringen Bandbreite

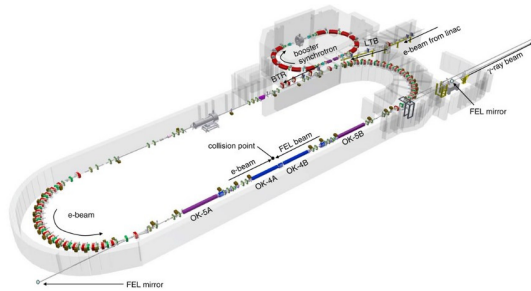


Abbildung 4.11.: Schematische Darstellung der HI γ S [81]. Elektronen werden in einem Linearbeschleuniger und einem Synchrotron beschleunigt und anschließend in den Speicherring geleitet, um dort hochenergetische Photonen mittels Compton-Rückstreuung zu erzeugen. Entspricht Abbildung aus Ref. [81]. Reproduziert mit Erlaubnis, © Elsevier

erzeugt werden. Hierzu werden Elektronen in einem Linearbeschleuniger und einem Synchrotron auf bis zu 1.2 GeV beschleunigt. Anschließend werden die Elektronen in einen Speicherring eingespeist. Mittels eines Freie-Elektronen-Lasers (FEL) [128] und der Compton-Rückstreuung können polarisierte Photonen im Bereich von 1 – 100 MeV erzeugt werden.

4.3.1. γ^3 -Aufbau

Der γ^3 -Aufbau ist eine Weiterentwicklung des experimentellen Aufbaus aus Ref. [129, 130]. Hier wurde erstmals die Polarisation des Photonenstrahls in Verbindung mit der Tatsache, dass reelle Photonen hauptsächlich Spin $J = 1$ Zustände in gg-Kernen anregen, genutzt. Im Fall von polarisierten Photonen im Eingangskanal einer photonuklearen Reaktion unterscheidet sich die Abstrahlungscharakteristik von M1- und E1-Strahlung stark (siehe Abbildung 3.2). Somit kann die Parität der angeregten Zustände leicht bestimmt werden. Zudem befindet sich das Target in einem Vakuum. Dies hat zur Folge, dass Streuung an der Luft und somit nicht-resonanter Untergrund reduziert wird. Die Reduzierung des Strahlungsuntergrunds hat Einfluss auf die Totzeit der Detektoren sowie die Sensitivität der

Detektor	(θ, ϕ)	Abstand(mm)
HPGe1	$(135^\circ, 315^\circ)$	121
HPGe2	$(90^\circ, 90^\circ)$	126.4
HPGe3	$(135^\circ, 45^\circ)$	121
HPGe4	$(90^\circ, 180^\circ)$	135.4
LaBr1	$(90^\circ, 0^\circ)$	75.4
LaBr2	$(90^\circ, 270^\circ)$	75.4
LaBr3	$(135^\circ, 225^\circ)$	112
LaBr4	$(135^\circ, 135^\circ)$	112


Tabelle 4.2.: Abstände der Detektoren zum Target und Raumwinkel der Detektoren relativ zum Photonenstrahl des Experiments an ^{154}Gd zur Vermessung der photonuklearen Antwort [131].

Messung.

Details zum Experiment an ^{154}Gd

Die photonukleare Antwort von ^{154}Gd wurde im Bereich von 4.3–7.5 MeV (Strahlzentroid) vermessen. Während der Messung waren vier HPGe- und vier LaBr-Detektoren in dem γ^3 -Setup verbaut. Die Winkel der Detektoren sowie die Abstände der Detektoren zum Target sind in Tabelle 4.2 aufgeführt.

Im Experiment wurde ein 5711.1 mg Gadolinium-Oxid-Target (Gd_2O_3) mit einem Anreicherungsgrad des Isotops ^{154}Gd von 66.78(20)% genutzt. Das zweithäufigste Isotop im Target war ^{155}Gd mit einem Anreicherungsgrad von 17.52(10)%. Die restlichen 15.70(13)% verteilen sich auf die übrigen stabilen Isotope von Gadolinium [132]. Dieses Experiment wurde im Sommer 2018 durchgeführt und dauerte neun Tage. Hierbei wurde die photonukleare Antwort von ^{154}Gd bei 20 verschiedenen Energieeinstellungen (4.3 – 7.5 MeV) jeweils circa vier Stunden vermessen. Die Statistik in den Spektren der HPGe-Detektoren ist aufgrund der großen Distanz, beziehungsweise der geringen Raumwinkelabdeckung, im Zusammenspiel mit der relativ geringen Photonennachweiswahrscheinlichkeit gegenüber der LaBr-Detektoren zu gering, um eine Analyse der photonuklearen Antwort durchzuführen. Die Analyse in Kapitel 7 bezieht sich daher lediglich auf



die verwendeten LaBr-Detektoren und den 0° -Detektor, mit welchem die Form des Photonenflusses vermessen wurde (siehe Kapitel 7.6.1).



5. Generelle Aspekte zur Analyse und Visualisierung

In diesem Kapitel werden generelle Überlegungen zur Fortpflanzung von Unsicherheiten von Parametern mittels Monte-Carlo-Verfahren beschrieben [133, 134]. Dieses Verfahren wurde in den folgenden Kapiteln zur Analyse der Daten genutzt.

5.1. Monte-Carlo-Verfahren zur Bestimmung der Unsicherheit

Besteht ein funktionaler Zusammenhang zwischen Eingangsgrößen \mathbf{X} und resultierenden Größen \mathbf{Y} , so kann dieser geschrieben werden als:

$$\mathbf{Y} = f(\mathbf{X}, \mathbf{P}). \quad (5.1)$$

Da im Allgemeinen sowohl \mathbf{X} als auch \mathbf{Y} mehrdimensional sein kann, bildet die Funktion f von $\mathbb{R}^n \mapsto \mathbb{R}^m$ ab. Die Abbildung f besitzt einen Parametervektor \mathbf{P} , über welchem der funktionale Zusammenhang genauer beschrieben wird.

5.1.1. Fortpflanzung von Unsicherheiten

Die Elemente des Vektors \mathbf{X} sind nach einer Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (*engl. probability density function*) (PDF) verteilt. Die PDF für das Element i des Vektors \mathbf{X} ist gegeben durch $g_{X_i}(\xi_i)$ mit ξ_i , einer Variablen bezüglich aller möglichen Werte des i -ten Elements von \mathbf{X} . Zufällig aus g_{X_i} gezogene Werte werden als $X_{i,\text{rand}}$ bezeichnet. Der PDF-Vektor für \mathbf{X} ist gegeben durch $g_{\mathbf{X}}(\boldsymbol{\xi})$. Um

die PDF von g_Y näherungsweise beschreiben zu können, werden N_R zufällige Vektoren \mathbf{X}_{rand} , mit den Elementen $X_{i,\text{rand}}$, gezogen. Die Funktion f wird für jeden Vektor \mathbf{X}_{rand} ausgewertet, um für den Fall $N_R \rightarrow \infty$ die Verteilung g_Y zu erhalten.

Die genäherten Verteilungen g_{Y_i} werden in dieser Arbeit durch ihre Mode und ihr kürzestes Überdeckungsintervall angegeben:

$$\text{mode}(Y_i)_{-\text{mode}(Y_i)-\text{sc}_-(Y_i)}^{+\text{sc}_+(Y_i)-\text{mode}(Y_i)} \quad (5.2)$$

Der wahrscheinlichste Wert der Verteilung g_Y ist gegeben durch seine Mode $\text{mode}(Y_i)$. Die Funktion sc_\pm beschreibt die obere (+) beziehungsweise die untere (−) Grenze des kürzesten Überdeckungsintervalls der Verteilung g_Y . In der Analyse wurde ein Überdeckungsintervall mit einer 68.27% Überdeckung, in Anlehnung an die 1σ -Umgebung einer Gauß'schen Normalverteilung, gewählt. Ist eine Verteilung symmetrisch, so kann die Unsicherheit des Wertes ebenfalls in der Klammerschreibweise (*engl. concise notation*) angegeben werden. Diese Unsicherheit bezieht sich auf die letzten Stellen des Messwertes [135]

$$54.3(21) \equiv 54.3 \pm 2.1 \equiv 54.3_{-2.1}^{+2.1}. \quad (5.3)$$

Zur Bestimmung der Mode können die einzelnen Elemente $Y_{i,\text{rand}} = f_i(\mathbf{X}, \mathbf{P})$ in ein Histogramm einsortiert werden. Die Mode in diesem Histogramm ist gegeben durch den Mittelpunkt des Klassenintervalls (*engl. bins*) mit den meisten Einträgen. Da das Resultat der Mode stark abhängig von der statistischen Fluktuation bezüglich der Klassenbreite ist, wurde ein Gauß'scher Kerndichteschätzer [136] verwendet, um eine glatte Verteilung zu erhalten und so der statistischen Fluktuation entgegenzuwirken.

Die Eingangsgrößen, zum Beispiel Literaturwerte oder Ergebnisse verschiedener Algorithmen, wurden als normalverteilt angenommen mit dem Erwartungswert $\langle X_i \rangle$ und der Varianz $\sigma_{X_i}^2$. Für den Fall von asymmetrischen Eingangsgrößen wurde als PDF eine Normalverteilung mit links- (σ_-^2) und rechtsseitiger (σ_+^2) Varianz angenommen (siehe Gleichung 5.4).

$$g_{X_i}(\xi_i) = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_-^2}} \exp\left(-\frac{\xi_i - \langle X_i \rangle}{2\sigma_-^2}\right) & \xi_i < \langle X_i \rangle \\ \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_+^2}} \exp\left(-\frac{\xi_i - \langle X_i \rangle}{2\sigma_+^2}\right) & \xi_i \geq \langle X_i \rangle \end{cases} \quad (5.4)$$

5.1.2. Bestimmung der Unsicherheiten von Parametern

Die Parameter P_i der Funktion f sind in physikalischen Modellen mitunter von Interesse. In diesem Fall sind die Verteilungen von \mathbf{X} und \mathbf{Y} bekannt. Zur Bestimmung der Parameter P_i werden N_R -mal Wertepaaren $(\mathbf{Y}_{i,rand}, \mathbf{X}_{i,rand})$ aus den jeweiligen bekannten Verteilungen gezogen. Für jedes Wertepaar $(\mathbf{Y}_{i,rand}, \mathbf{X}_{i,rand})$ werden die Parameter P_i mittels einer Minimierungsfunktion angepasst. Somit ergeben sich Verteilungen der Parameter P_i . Für $N_R \rightarrow \infty$ konvergiert die Verteilung der Parameter näherungsweise zu der wahren Verteilung. Es werden ebenfalls Mode und kleinstes Überdeckungsintervall zur Beschreibung der Parameter und deren Unsicherheit genutzt (siehe Kapitel 5.1.1).

5.2. Numerische Methoden und Darstellung der Daten

In dieser Arbeit wurden die python Bibliotheken *NumPy* [137, 138], *SciPy* [139] und *Pandas* [140] genutzt. Ebenso wurden die Programme *Mathematica 11* [141], *ROOT* [142] und *Geant4* [143–145] zur Analyse verwendet. Alle Daten wurden mittels der Bibliothek *matplotlib* [146] visualisiert.



6. Übergangsstärke des ersten 2^+ -Zustands in ^{112}Sn

In diesem Kapitel wird auf die Analyse zu dem KRF-Experiment an ^{112}Sn eingegangen sowie auf die Widersprüche der Ergebnisse aus Experimenten mit der Doppler-Shifted Attenuation Methode (DSAM) und Coulomb-Anregung (*engl. coulomb excitation*) (CoulEx). Insbesondere werden systematische Einflüsse zur Bestimmung der Übergangsstärke diskutiert. Hierzu zählen die Geometrie des DHIPS und des ausgedehnten Targets. Eine vorläufige Analyse dieser Daten wurde bereits in Ref. [147] vorgestellt.

6.1. Detektoreffizienz

Zur Bestimmung der relativen Detektoreffizienz wurde eine ^{56}Co -Quelle am Ort des Targets platziert. Diese strahlt mit bekannter relativer Intensität Photonen im Bereich von bis zu 3.6 MeV ab [148]. Somit kann die energieabhängige Effizienz der Detektoren für Gammastrahlung bestimmt werden. Es genügt, den relativen Effizienzverlauf der Detektoren zu kennen, da in diesem Experiment relativ zu bekannten Wirkungsquerschnitten gemessen wird.

Der Effizienzverlauf für koaxiale Halbleiter-Detektoren kann mittels der folgenden empirischen Funktion beschrieben werden [127]:

$$\ln \epsilon = \sum_{i=0}^N a_i \left(\ln \frac{E}{E_0} \right)^i. \quad (6.1)$$

Die Funktion zur Anpassung an die Messdaten besitzt typischerweise $4 \leq N \leq 6$ Parameter und eine konstante Referenzenergie $E_0 = 1000 \text{ keV}$ [127]. Aufgrund der

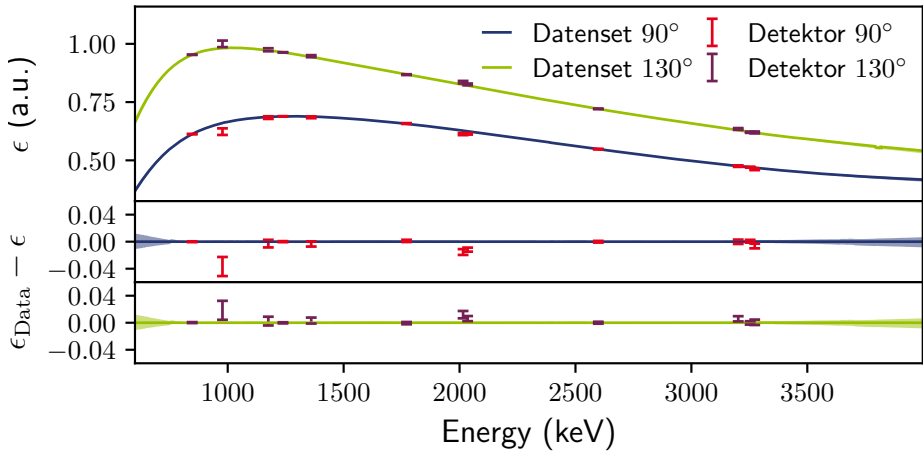


Abbildung 6.1.: Relativer Effizienzverlauf der HPGe-Detektoren unter 90° (Fit in blau und Daten in rot) und 130° (Fit in grün und Daten in purpur) im ^{112}Sn -Experiment. Die Unsicherheit der Effizienz ist schattiert dargestellt. Die Residuen der jeweiligen Funktionen sind in der mittleren beziehungsweise unteren Grafik gezeigt.

limitierten Anzahl an Datenpunkten wurde $N = 4$ gewählt, um eine Überanpassung der Funktion an die Daten zu verhindern. Der angepasste energieabhängige Effizienzverlauf ist in Abbildung 6.1 zu sehen.

Mittels einer Geant4-Simulation von Photonen ist es möglich, Antwort im aktiven Volumen des Detektors zu ermitteln. Explizit können auch geometrische Effekte der Strahlungsquelle berücksichtigt werden. Die verwendete radioaktive Quelle zur Bestimmung der Detektoreffizienz ist im Vergleich zu dem verwendeten Target quasi-punktförmig. Um diesen systematischen Unterschied in die Analyse des Experiments einfließen zu lassen, wurde in der Geant4-Simulation des DHIPS das ausgedehnte Target implementiert [149].

Zur Wechselwirkung von Photonen mit Materie werden zunächst die Reaktionsmechanismen diskutiert, diese sind in Abbildung 6.2 illustriert. Durch den Photoeffekt wird die gesamte Energie des Photons an das Detektormaterial abgegeben. Wer-

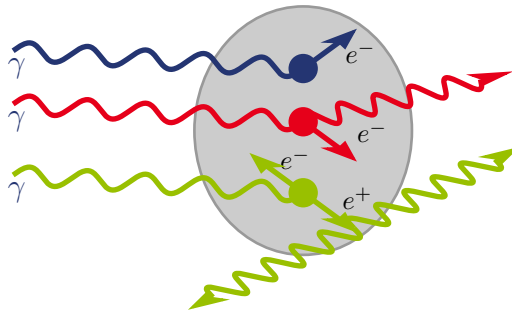


Abbildung 6.2.: Reaktionsmechanismen von Photonen mit Materie sind der Photoeffekt (blau), Compton-Streuung (rot) und Paarbildung (grün). In grau ist das aktive Volumen eines Detektors zu sehen, in welchem die Photonen wechselwirken können.

den Photonen nach einer Reaktion per Compton-Effekt nicht mehr im aktiven Volumen des Detektors registriert, entsteht das Compton-Kontinuum. Im Fall der Paarbildung und der anschließenden Paarvernichtung des Positrons mit einem Elektron können ein oder beide entstandenen Photonen das aktive Volumen des Detektors verlassen ohne erneut zu wechselwirken. Hier spricht man von Single- und Double-Escape-Peak. Eine detaillierte Beschreibung der Effekte wird ebenfalls in Ref. [127] gegeben.

Die simulierte Energiedeposition für Photonen mit einer Energie von 4000 keV im aktiven Volumen eines HPGe-Detektors ist in Abbildung 6.3 gezeigt. Die Simulation der Wechselwirkung von Photonen im sensitiven Detektormaterial wird realistisch mit dem Photopeak, den Single- und Double-Escape-Peaks, den Compton-Kanten und dem Peak bei 511 keV abgebildet.

Für jede Schicht des Sandwich-Targets sowie für die Punktquelle wurde eine Simulation mit jeweils 10^8 Photonen im Bereich der relevanten Photonenenergien von 1000–2500 keV in Schritten von 100 keV durchgeführt. Im Falle des ausgedehnten Targets wurde der Ausgangspunkt des simulierten Photons innerhalb der Schicht des Targets, ausgehend von einer Gleichverteilung, variiert, um eine realistische

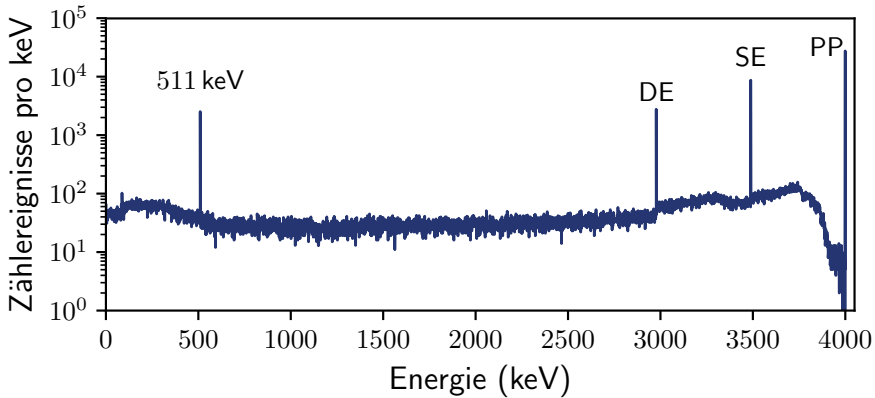


Abbildung 6.3.: Simulierte Energiedeposition für Photonen mit einer Energie von 4000 keV im aktiven Volumen eines HPGe-Detektors. Der Photopeak (PP), die Single-(SE) und Double-Escape-Linien (DE) sowie deren Compton-Kanten sind klar zu erkennen. Ebenso ist ein Peak bei 511 keV zu sehen, welcher durch die Wechselwirkung von Paarbildungsphotonen mit einem Ursprung außerhalb des aktiven Volumens stammt.

Abstrahlungscharakteristik zu erhalten. Die Winkelverteilung der simulierten Photonen wurde als Isotrop angenommen. Die relative Effizienz des Detektors ergibt sich aus dem Verlauf des Photopeaks im Verhältnis zur Anzahl der Photonen der Simulation.

Die Korrekturfaktoren der Effizienz k_e ergeben sich aus dem Verhältnis der simulierten Effizienz des ausgedehnten Targets ϵ_{Target} und der simulierten Effizienz der punktförmigen Quelle ϵ_{Punkt} . Aufgrund der jeweils zwei Schichten ^{27}Al und ^{59}Co des Sandwich-Targets und den dazugehörigen Simulationen, wird zur Bestimmung des Korrekturfaktors hier zusätzlich bei den relevanten Übergangsenergien von ^{27}Al und ^{59}Co (siehe Tabelle 6.1) mit der jeweiligen relativen Target-Masse des Isotops (siehe Tabelle 4.1) gewichtet. Grund hierfür ist, dass im Experiment der Ursprung der Photonen innerhalb des Sandwich-Targets nicht aufgelöst wird. Die

resultierenden Korrekturfaktoren der Effizienz bei den relevanten Übergangsenergien $k_\epsilon = \epsilon_{\text{Target}}/\epsilon_{\text{Punkt}}$ sind aus Tabelle 6.1 zu entnehmen. Die Energiekalibrierung der HPGe-Detektoren wurde für die Analyse der Spektren des KRF-Experiments an ^{112}Sn übernommen (siehe Abbildung A.1).

6.2. Winkelverteilung

Die Ausdehnung des Targets ist auch für die Bestimmung der effektiven Winkelverteilung von großer Bedeutung. Der in Kapitel 3.2.4 beschriebene Formalismus für die Winkelverteilung gilt lediglich für eine punktförmige Strahlungsquelle. Ebenso sind die genutzten HPGe-Detektoren nicht punktförmig, hier muss die Winkelverteilung über den Öffnungswinkel integriert werden, um die Abstrahlungscharakteristik im Experiment richtig zu beschreiben.

Die Korrekturfaktoren der Winkelverteilung bezüglich der geometrischen Eigenschaften des Aufbaus werden im Rahmen der Finite-Elemente-Methode (FEM) ermittelt [150, 151]. Hierzu wird die Integration der Winkelverteilung an verschiedenen Punkten, entsprechend einer Gleichverteilung, innerhalb des Targets evaluiert. Insbesondere werden die Öffnungswinkel $(\theta_1, \theta_2, \phi_1, \phi_2)$ und der Abstand der Detektoren R_i bezüglich des jeweiligen FEM-Punktes bestimmt, um die Integration der Winkelverteilung durchzuführen. Es gilt:

$$W_{0 \rightarrow i \rightarrow j}^{\text{eff}}(\theta_1, \theta_2, \phi_1, \phi_2) = \sum_i^n \frac{1}{W_{\text{norm}}} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \int_{\phi_1}^{\phi_2} R_i^2 \sin(\phi) W_{0 \rightarrow i \rightarrow j}(\theta, \phi) d\phi d\theta, \quad (6.2)$$

mit

$$W_{\text{norm}} = \int_{\theta_1}^{\theta_2} \int_{\phi_1}^{\phi_2} R_i^2 \sin(\phi) d\phi d\theta. \quad (6.3)$$

Der Einfluss dieser Korrektur ist für Winkelverteilungen mit starken Winkelabhängigkeiten entscheidend. Für den Fall der hier untersuchten E2-Strahlung ist zum Beispiel diese Korrektur in der Größenordnung von etwa 4%. Für eine gemischte Abstrahlungscharakteristik, wie im Fall der Referenztargets, ist der Effekt nicht so

stark. Diese Verteilungen sind meist selbst für punktförmige Targets näherungsweise isotrop. Das Verhältnis der Winkelverteilung für eine Punktquelle im Fall einer $0^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$ -Kaskade ist idealerweise $w_{\text{ideal}} = W(90^\circ)/W(130^\circ) = 2.26$ und wird durch das ausgedehnte Target und den Öffnungswinkel der Detektoren mehr isotrop ($w_{\text{isotrop}} = W(90^\circ)/W(130^\circ) = 1$).

Die Korrekturfaktoren für die Winkelverteilung der relevanten Übergänge, in Bezug auf das verwendete Target, sind aus Tabelle 6.1 zu entnehmen.

6.3. Selbstabsorption

Der Photonenfluss entlang des Targets im Bereich einer Kernresonanz wurde bislang als konstant angesehen, das heißt die Wahrscheinlichkeit einer Kernanregung durch Photonen ist unabhängig von der Eindringtiefe in das Target. Jedoch ist diese Näherung insbesondere für ausgedehnte Targets, wie in diesem Fall, nicht gültig. Die Selbstabsorption beschreibt die Anzahl der Photonen bei einer Energie, welche eine Kernreaktion durchführen können, in Abhängigkeit der Eindringtiefe in das Target.

Für die Reduktion des Photonenflusses ist zum einen die atomare Abschwächung $\kappa_{\text{at}}(E)$ und zum anderen die resonante Absorption $\sigma_{0 \rightarrow i}(E)$ verantwortlich. Die atomare Abschwächung setzt sich aus den bekannten Effekten der Wechselwirkung von Photonen mit Materie zusammen. Der Verlauf der atomaren Abschwächung ist unter anderem in Ref. [152] tabelliert und in Abbildung 6.4 für Aluminium, Kobalt und Zinn dargestellt.

Für Photonenenergien im Bereich der Kernresonanzen wird die Anzahl der Photonen zusätzlich durch Kernanregungen reduziert. Die Form des Photonenflusses nach einer Eindringtiefe z ist gegeben durch [96, 153]:

$$N_\gamma(E, z) = N_\gamma(E) \exp(-[\kappa_{\text{at}} + \sigma_{0 \rightarrow i}(E)] z). \quad (6.4)$$

Nach der anschließenden Normierung auf den ursprünglichen Photonenfluss $N_\gamma(E)$ ergibt sich die Photonenstromdichte $\Phi(E, z)$. Die Multiplikation von Photo-

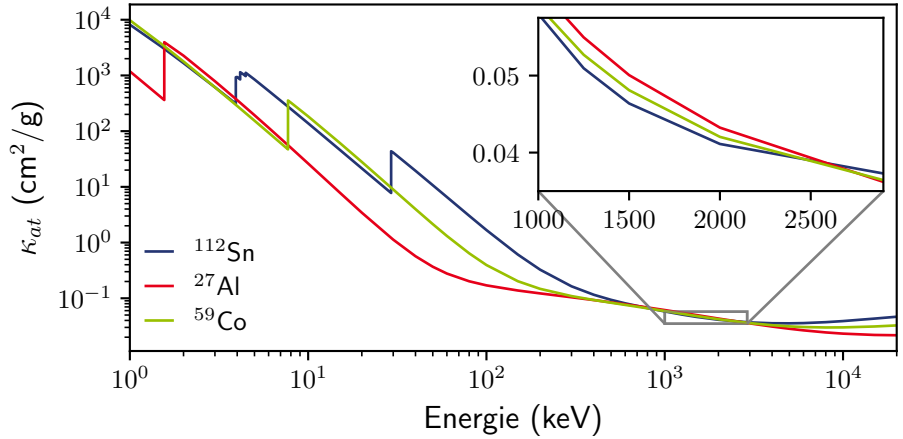


Abbildung 6.4.: Verlauf der atomaren Abschwächung $\kappa_{\text{at}}(E)$ für Zinn (blau), Aluminium (rot) und Kobalt (grün) [152].

nenstromdichte und Absorptionswirkungsquerschnitt $\sigma_{0 \rightarrow i}(E)$ wird Resonanzabsorptionswirkungsquerschnitt $\alpha(E, z)$ genannt und ist gegeben durch [96, 153]:

$$\alpha(E, z) = \sigma_{0 \rightarrow i}(E) \exp(-[\kappa_{\text{at}} + \sigma_{0 \rightarrow i}(E)] z). \quad (6.5)$$

Der Korrekturfaktor k_s für Selbstabsorptionseffekte ergibt sich aus dem Verhältnis der Integrale des Resonanzabsorptionswirkungsquerschnitts mit und ohne Abhängigkeit der Eindringtiefe

$$k_s = \frac{\int_0^{d_r} \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(E, z) dE dz}{\int_0^{d_r} \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(E, 0) dE dz}. \quad (6.6)$$

Die resultierenden Korrekturfaktoren sind in Tabelle 6.1 gegeben. Der Effekt der Selbstabsorption ist eine Korrektur für den Photonenfluss im Experiment. Zur Abschätzung einer systematischen Unsicherheit wurde der gemittelte Werte der Literatur [17–19, 21] des Wirkungsquerschnitts des $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ -Übergangs in ^{112}Sn um $\pm 20\%$ variiert. Der Einfluss dieser Variation auf den Korrekturwert k_s liegt in der Größenordnung von 10^{-3} .

6.4. Photonenfluss

In diesem KRF-Experiment wird der integrierte Wirkungsquerschnitt relativ zu Wirkungsquerschnitten von bekannten Übergängen bestimmt. Der Verlauf des Photonenflusses wird mittels bekannter Übergänge kalibriert, um die gewünschten Wirkungsquerschnitte zu extrahieren. Im Fall des Experiments an ^{112}Sn sind die Referenztargets ^{27}Al und ^{59}Co . Die Details zu den relevanten Übergängen sind aus Tabelle 6.1 zu entnehmen.

Die Form des Photonenflusses für eine Interaktion von Elektronen in einem dünnen Radiator ist näherungsweise gegeben durch die *Schiffformel* [84]. Bei dem Experiment an ^{112}Sn am DHIPS wurden zwei Goldradiatoren mit den Längen 0.5 mm und 2.5 mm verwendet. Es besteht die Möglichkeit, dass die Elektronen im Bremstarget mehrmals wechselwirken. In Ref. [154] wurde die *Schiffformel* mit den Resultaten einer Geant4-Simulation [143–145] verglichen. Hierbei ergab sich, dass die Form des erzeugten Photonenflusses der ersten und der zweiten Wechselwirkung im Radiator für Photonen in vorwärts Richtung, mit einem maximalen Streuwinkel von 2.2° , annähernd gleich ist. Demnach lässt sich der gesamte Photonenfluss durch die *Schiffformel*, mit dem Endpunkt des Photonenspektrums und einer Skalierung als Parameter, beschreiben (siehe Abbildung 6.5).

6.5. Komplementäre Methoden zur Bestimmung von Übergangsstärken

6.5.1. Coulomb-Anregungsexperimente

Der CoulEx-Formalismus wurde in den 1950ern von Alder und Winther entwickelt [158–160]. Die semiklassische Anschauung zur CoulEx ist ein inelastischer Stoß von zwei Atomkernen, wobei die Wechselwirkung elektromagnetischer Natur ist. Die nachfolgenden Argumente und Beschreibungen zu CoulEx-Experimenten stammen aus Ref. [161].

Bei der Streuung von Atomkernen an einem Target mit einer hohen Protonenzahl können sowohl elektromagnetische als auch nukleare Anregungen eine Rolle

Isotop	E_{Level} (keV)	E_{γ} (keV)	τ (fs)	Kaskade	δ
^{27}Al	2212.01(10)	2212.01(10)	38.4(9)	$5/2_0^+ \rightarrow 7/2_1^+ \rightarrow 5/2_0^+$	0.468(9)
^{59}Co	1190.46(16)	1189.70(5)	77.6(36)	$7/2_0^+ \rightarrow 9/2_1^+ \rightarrow 7/2_0^+$	0.21(5)
^{112}Sn	1256.69(4)	1256.68(4)	—	$0_0^+ \rightarrow 2_1^+ \rightarrow 0_0^+$	—
Isotop	$k_{\epsilon}(90^\circ)$	$k_{\epsilon}(130^\circ)$	$k_w(90^\circ)$	$k_w(130^\circ)$	k_s
^{27}Al	0.990	0.989	1.001	1.000	0.952
^{59}Co	0.987	0.995	0.999	0.999	0.964
^{112}Sn	0.992	0.988	0.989	1.032	0.936
Isotop	$A(90^\circ) \times 10^3$	$A(130^\circ) \times 10^3$	$\epsilon(90^\circ)$	$\epsilon(130^\circ)$	N_{γ}
^{27}Al	3.24(7)	4.79(8)	0.601(1)	0.806(1)	3.34(12)
^{59}Co	7.74(33)	10.16(23)	0.687(1)	0.970(1)	18.1(8)
^{112}Sn	5.53(21)	3.424(16)	0.689(1)	0.961(1)	16.3(7)

Tabelle 6.1.: Parameter zur Auswertung des KRF-Experiments an ^{112}Sn , entnommen aus Ref. [155–157]. Ebenfalls sind die Korrekturfaktoren, welche in Kap. 6.1 bis Kap. 6.3 beschrieben wurden, aufgeführt. Zudem sind die extrahierten Peakflächen und Effizienzen bezüglich der jeweiligen Detektoren sowie der Photonenfluss an den entsprechenden Energien zu entnehmen.

spielen. Die Übergangswahrscheinlichkeit zwischen verschiedenen Zuständen wird durch die emittierten Photonen bestimmt. Da die elektromagnetische und die nukleare Anregungsstärke sowohl konstruktiv als auch destruktiv, interferieren können die Ergebnisse verfälscht werden.

Für Experimente mit mittleren und relativistischen Strahlenergien, von 40 – 180 MeV pro Nukleon, kann die Übergangsstärke auf verschiedene Weisen extrahiert werden. Zum einen sind Relativmessungen möglich. Es wird unterschieden zwischen Messungen relativ zur Target-Anregung (z. B. der 548 keV Übergang in ^{197}Au) [17] und zum anderen Messungen relativ zu einem anderen Atomkern unter den gleichen experimentellen Bedingungen [22, 162, 163]. Hier beruht das Ergebnis der Übergangsstärke auf den Referenzübergängen, beziehungsweise der korrekten Beschreibung der experimentellen Unterschiede in Hinblick auf

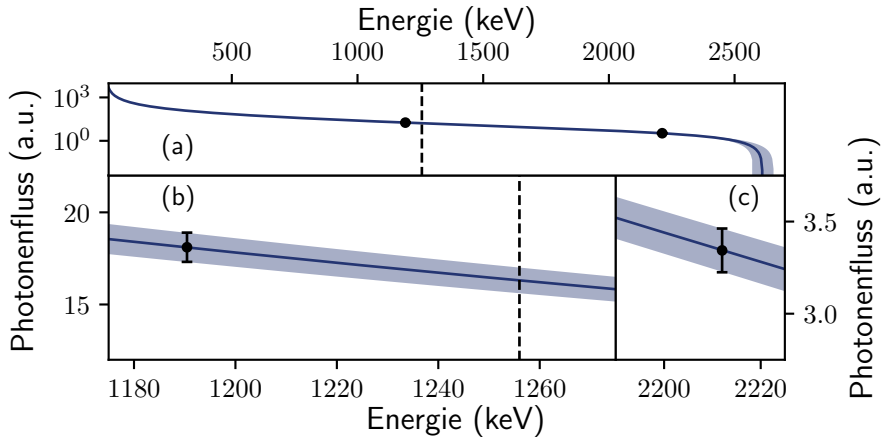


Abbildung 6.5.: Relativer Photonenfluss im ^{112}Sn -Experiment. In (a) ist der komplette Photonenfluss mit den gemessenen Photonenflüssen der Übergänge in den Referenztargets gezeigt. In (b) und (c) sind die gemessenen Photonenflüsse vergrößert dargestellt. Die vertikale Linie ist bei der Übergangsenergie des ersten 2^+ Zustands in ^{112}Sn eingezeichnet [157]. Die Unsicherheit des Photonenflusses ist schattiert dargestellt.

Effizienz, Kontaminanten durch Zerfälle höherliegender Zustände in den Zustand von Interesse und Ähnlichem.

Durch die Selektion der Streuwinkel ist es zusätzlich möglich, Anregungen, welche als *safe-CoulEx* verstanden werden [164], in die Analyse der Übergangsstärke einfließen zu lassen [165, 166]. In CoulEx-Experimenten mit Energien über 150 MeV pro Nukleon ist die Selektion jedoch nicht mehr anwendbar. Bei diesen Experimenten kann die Übergangsstärke lediglich durch die korrekte Beschreibung der elektromagnetischen und nuklearen Anregung extrahiert werden.

6.5.2. Doppler-Shifted Attenuation Methode

Die DSAM wird unter anderem in Ref. [167–169] beschrieben, hier soll das grundlegende Konzept dargestellt werden.

In DSAM Experimenten werden Photonen gemessen, welche bei dem Zerfall eines angeregten Zustands eines Atomkerns entstehen. Die Anregung der Kernzustände wird über Ionen, welche auf ein Anregungs-Target treffen, erzeugt. Anschließend werden die angeregten Kerne in einem massiven Target, welches direkt hinter dem Anregungs-Target platziert ist, abgebremst. Hierbei unterliegt der Atomkern einer beschleunigten Bewegung. Ist die Zeitabhängigkeit des Energieverlustes in Materie bekannt, so kann die Lebensdauer eines Zustands über die Verteilung der dopplerverschobenen Photonen ermittelt werden.

Der Energieverlust von Ionen in Materie setzt sich aus sogenanntem *electronic stopping* und *nuclear stopping* zusammen. Das *electronic stopping* beschreibt Ladungsaustausch, sowie elastische und inelastische Streuung der Ionen an Elektronen. Hingegen beschreibt das *nuclear stopping* die Streuung von Ionen an Atomkernen.

Bei niedriger Ionen-Geschwindigkeit spielt die Elektronenkonfiguration der Ionen eine wichtige Rolle für die Beschreibung des Ladungsaustausches [170]. Durch den starken Einfluss der Elektronenkonfiguration auf den Abbremsprozess wird dieser im niederenergetischen Bereich lediglich semi-empirisch beschrieben oder tabelliert, wie beispielsweise in Ref. [171, 172]. So ergeben sich für eine semi-empirische Beschreibung des Abbremsprozesses systematische Unsicherheiten in der Größenordnung von einigen Prozent im Vergleich zum experimentell bestimmten Verlauf. Es liegen beispielsweise 85% der experimentellen Werte des Abstoppprozesses innerhalb von 10% der durch SRIM-2010 ermittelten Werte [173].

6.6. Ergebnisse

In diesem Kapitel wurde die Analyse des KRF-Experiments an ^{112}Sn beschrieben. Nach Berücksichtigung von systematischen Effekten wurde ein $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ von $0.214(11)\text{e}^2\text{b}^2$ bestimmt. Die extrahierten Werte für Peakfläche, Effizienz und Photonenfluss bei den entsprechenden Energien der relevanten Übergänge

sind aus Tabelle 6.1 zu entnehmen. Die angegebenen Korrekturfaktoren wurden multiplikativ in der Analyse des Wirkungsquerschnitts betrachtet. Mit Gleichung 3.5 gilt:

$$A_{0 \rightarrow i \rightarrow j}^{\text{Korrigiert}} = \frac{1}{k_e k_w k_s} A_{0 \rightarrow i \rightarrow j}. \quad (6.7)$$

Unter Annahme von Gauß'schen Unsicherheiten ergibt sich ein Überlapp von 3.49% der gemittelten Ergebnisse, unter Berücksichtigung ihrer Unsicherheiten, von CoulEx [17–19, 22] und DSAM [21] für $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ von ^{112}Sn . Hingegen ist der Überlapp zwischen dem Ergebnis dieser Messung und dem Ergebnis des DSAM Experiments 54.17% sowie mit den gemittelten Ergebnissen der CoulEx Experimente 13.83%. Somit ergibt sich eine größere Übereinstimmung des Ergebnisses dieser Arbeit mit den experimentellen Befunden der DSAM-Messung im Vergleich zu den gemittelten Ergebnissen der CoulEx-Messungen, unter Berücksichtigung ihrer Unsicherheiten.

In Abbildung 6.6 wird die Entwicklung des $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ der Zinnisotopenkette dargestellt. Es sind die experimentellen Befunde aus Ref. [17–21, 162, 163, 174–179] sowie theoretische Berechnungen aus [18, 22–24] gezeigt.

Die Vorhersage für $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ der LSSM-Rechnung ist ein parabolisches Verhalten. Die beiden LSSM-Rechnungen unterscheiden sich in der Modellgröße des Valenzraums. Für den Fall des kleineren Valenzraums (^{100}Sn -Kern) im Vergleich zum größeren Valenzraum (^{90}Zr -Kern) ist $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ geringer. Hingegen besitzt der Verlauf im Fall der MCSM- und RQRPA-Rechnung zwei Hauptstrukturen. Die beiden Maxima der MCSM- und RQRPA-Rechnungen unterscheiden sich in Position und Amplitude, jedoch ist die generelle Struktur ähnlich. Zusätzlich weist die MCSM-Rechnung eine weitere Struktur bei dem Schalenabschluss $N = 82$ auf.

Zur Quantifizierung der Verträglichkeit der theoretischen Rechnungen mit den experimentellen Befunden wurde die Abweichung der experimentellen Daten in Bezug auf die theoretischen Berechnungen, entsprechend der experimentellen Unsicherheit, gewichtet. Es gilt:

$$\mu_R = \frac{1}{N} \sum_i^N \left(\frac{x_{i,\text{exp}} - x_{i,\text{theo}}}{\Delta x_{i,\text{exp}}} \right)^2 \quad (6.8)$$

	I	II	III
LSSM mit ^{100}Sn Kern [22]	20.727	15.098	5.327
LSSM mit ^{90}Zr Kern [22]	133.404	70.174	72.324
MCSM [23]	96.047	107.788	1.0
RQRPA [18, 24]	594.194	680.14	8.045

Tabelle 6.2.: Mittelwert μ_R der Residuen für experimentelle $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ -Stärken bezüglich der theoretischen Beschreibung des Verlaufs entlang der Zinnisotopenkette. Die Werte stammen aus Gleichung 6.8. Die verwendeten experimentellen Werte stammen aus Ref. [17–21, 162, 163, 174–179]. Die theoretischen Werte sind aus Ref. [18, 22–24] entnommen. Die Gruppierungen der Messwerte I-III sind im Text angegeben.

mit $x = B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$, Δx der Unsicherheit der Datenpunkte und N der Anzahl der verfügbaren Datenpunkte. Die Indizes „exp“ und „theo“ beschreiben die experimentellen und die theoretischen Datenpunkte respektiv. Zusätzlich wurde auf den Minimalwert, welcher die höchste Übereinstimmung beschreibt, normiert. Die Berechnung wurde für drei Teilmengen der verfügbaren Daten durchgeführt. In Tabelle 6.2 wird die Verträglichkeit aller Daten bezüglich der theoretischen Berechnungen (I) sowie die Verträglichkeit der CoulEx (II) und DSAM (III) Messungen, jeweils inklusive des extrahierten $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ -Werts dieser Arbeit, verglichen.

Werden alle verfügbaren Daten betrachtet (Gruppe I), so liefert die LSSM-Rechnung mit ^{100}Sn Kern die beste Beschreibung. Die LSSM-Rechnung mit ^{100}Sn Kern ist in der Lage, die Werte aller Gruppen adäquat zu beschreiben. Die beste Übereinstimmung zwischen theoretischen Rechnungen und experimentellen Daten ergibt sich jedoch bei der MCSM-Theorie bezüglich der Daten dieser Arbeit und denen des DSAM-Experiments [21] (Gruppe III). In dieser Theorie zeigen sich zwei Strukturen, welche auf einen Unterschalenabschluss hindeuten könnten. Ein weiteres Indiz für einen verringerten $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ im Bereich um ^{116}Sn , im Vergleich zu den LSSM-Rechnungen, ist der Anstieg der Zustandsenergie des ersten 2^+ -Zustands (vergleiche Kapitel 2.3 und Ref. [53]).

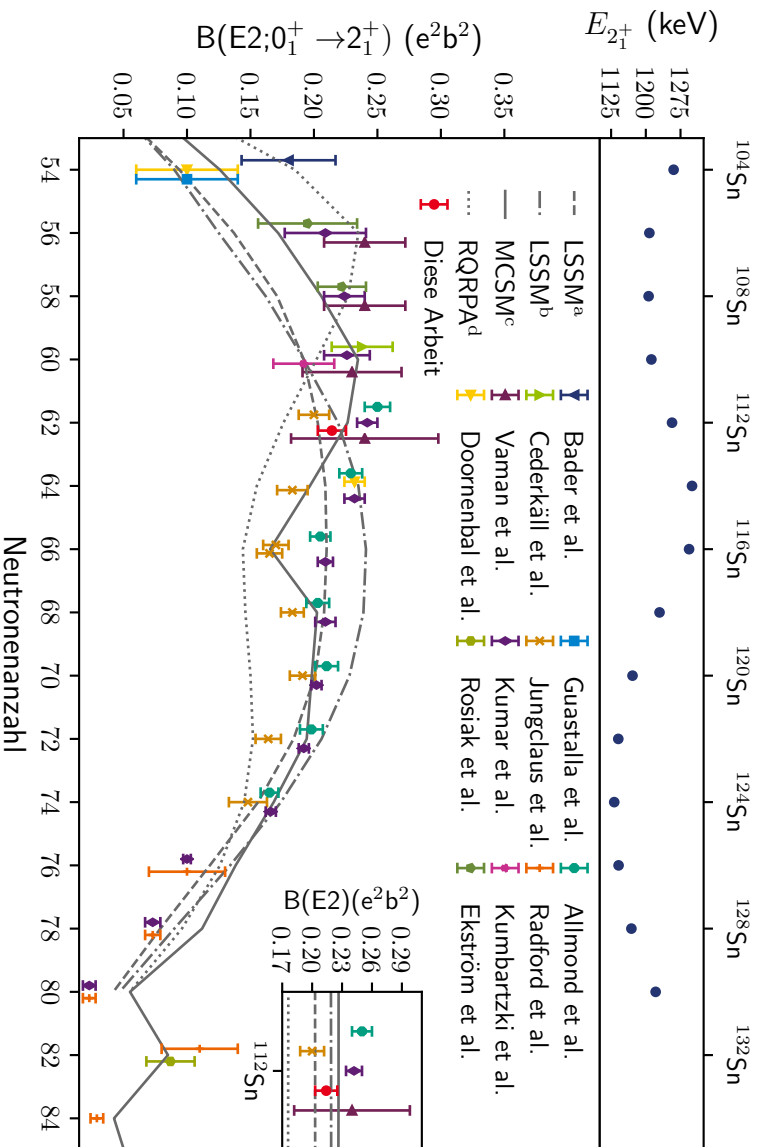


Abbildung 6.6.: Zustandsenergie des ersten 2^+ -Zustands [157, 180–192] (oben) und $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ (unten) entlang der Zinn-Isotopenkette mit gerader Nukleonenzahl. Das Ergebnis des KRF-Experiments an ^{112}Sn (rot) und Werte aus Coulex und DSAM Experimenten [17–21, 162, 163, 174–179] sowie theoretische Berechnungen sind dargestellt. Werte für gleiche Isotope wurden leicht verschoben dargestellt. Die Werte für ^{112}Sn werden nochmals gesondert gezeigt. ^aLSSM mit ^{100}Sn Kern [22]; ^bLSSM mit ^{90}Zr Kern [22]; ^c aus [23]; ^d aus [18, 24]

7. Dipolstärke von ^{154}Gd

In diesem Kapitel werden die Analyse und die Ergebnisse der Messung zu ^{154}Gd diskutiert. Die photonukleare Antwort von ^{154}Gd im Bereich mittlerer Energien bis zur Teilchenseparationsschwelle stand im Vordergrund der Messung. Zur Analyse der photonuklearen Antwort wurden lediglich die LaBr-Detektoren des γ^3 -Aufbaus (siehe Kapitel 4.3.1) genutzt, da die Zählereignisse der HPGe-Detektoren im Bereich der Strahlenergie zu gering sind. Dies liegt unter anderem am großen Abstand der Detektoren zum Target (siehe Tabelle 4.2) und an der geringeren Photonennachweiswahrscheinlichkeit der HPGe-Detektoren gegenüber den LaBr-Detektoren.

7.1. Energiekalibrierung

Die Energiekalibrierung der Detektoren wurde zunächst von Messungen mit radioaktiven Quellen übernommen. Die Peaks mit der höchsten Energie, welche in den Spektren der Detektoren für die Quellenmessung signifikant sind, liegen etwa bei $\approx 3.2\text{ MeV}$. Der Verlauf der Energiekalibrierung für den relevanten Bereich, $4.3 - 7.5\text{ MeV}$ ist somit eine Extrapolation. Während des Experiments wurden der 2_1^+ -Zustand in ^{12}C sowie der 2_1^+ -Zustand in ^{16}O angeregt [193, 194]. Mittels dieser Resonanzen konnte die Energiekalibrierung überprüft und mit einer globalen Verschiebung rekaliert werden.

7.2. Effizienzkalibrierung

Zur Effizienzkalibrierung der Detektoren wurden die radioaktiven Quellen ^{56}Co [148] sowie ^{152}Eu [195] genutzt. Es zeigt sich, dass Gleichung 6.1 für Szintilla-

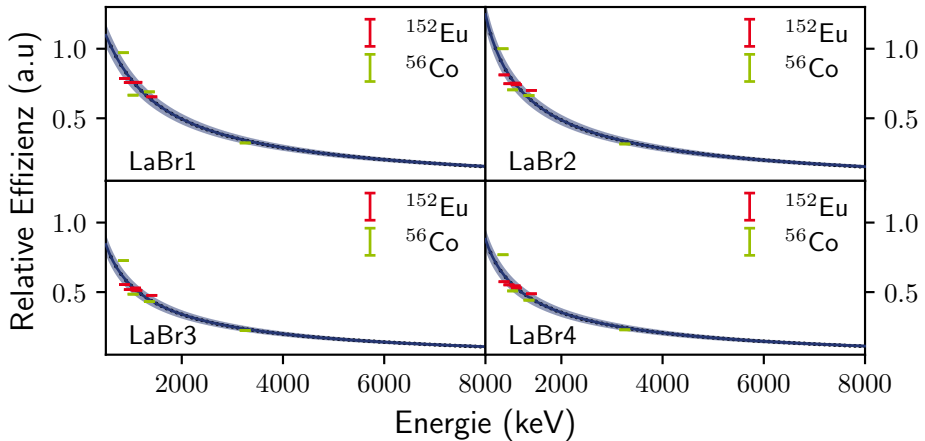


Abbildung 7.1.: Relativer Effizienzverlauf der LaBr-Detektoren im ^{154}Gd -Experiment. Die Intensität der Übergänge in der ^{152}Eu -Quelle in rot sowie die Intensitäten der Übergänge in der ^{56}Co -Quelle in grün. Der simulierte Effizienzverlauf in schwarz und der angepasste Verlauf der Effizienz in blau. Die Unsicherheit der Effizienz ist schattiert dargestellt.

toren geeignet ist. Der Verlauf dieser Funktion kann die gemessenen relativen Intensitäten der Übergänge in den radioaktiven Quellen reproduzieren. Durch eine Effizienzsimulation des γ^3 -Aufbaus kann die Nachweiswahrscheinlichkeit für Photonen im Detektor in Abhängigkeit der Energie extrapoliert werden. Hierzu wurde die Geometrie des Aufbaus im Programm Upstream Target Room (UTR), basierend auf Geant4, implementiert [149]. Der Verlauf der Effizienz für die LaBr-Detektoren wurde in Abbildung 7.1 dargestellt.

7.3. Breitenkalibrierung

Die Kalibrierung der Peakbreite ist entscheidend für den Bereich der Entfaltung und zur Einschränkung der Peakbreite der Kontaminanten (siehe Kapitel 7.7).

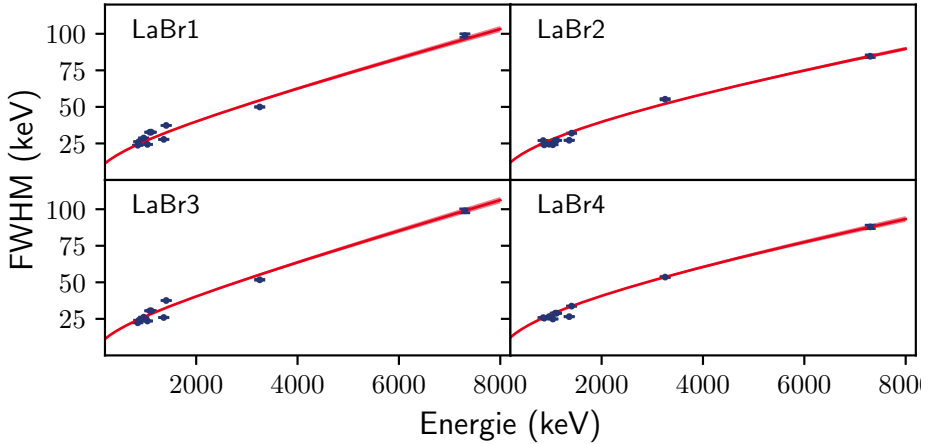


Abbildung 7.2.: Verlauf der Peakbreite der LaBr-Detektoren im ^{154}Gd -Experiment. Peakbreiten in blau und der energieabhängige Verlauf der Peakbreiten in rot. Die Unsicherheit der Peakbreite ist schattiert dargestellt.

Zur Beschreibung des energetischen Verlaufs der Peakbreite wird das folgende Modell genutzt [196]:

$$w(E) = \sqrt{e^2 + p^2 E + c^2 E^2}. \quad (7.1)$$

Die Parameter des Modells beschreiben die Ladungserzeugung (*engl. charge production*) p , die Ladungssammlung (*engl. charge collection*) c und das elektronische Rauschen (*engl. electronic noise*) e . Das hier verwendete Modell ist in Ref. [196] für die Anwendung einer Breitenkalibrierung für HPGe-Detektoren motiviert. Jedoch beschreibt das Modell die Peakbreite für LaBr-Detektoren ebenfalls in adäquatem Rahmen. Die Breiten der Peaks der Quellenmessung, der Untergrundpeaks und einer Referenzmessung mit ^{11}B bei einer Zentroidenergie von 7200 keV wurden verwendet, um diese Kalibrierung durchzuführen. Die Resultate der Breitenkalibrierung sowie die Breiten der Peaks sind in Abbildung 7.2 zusehen.

7.4. Winkelverteilung

Zur Bestimmung der mittleren Wirkungsquerschnitte sowie der Verzweigungsverhältnisse wurden die effektiven Winkelverteilungen der relevanten Übergänge mit Hilfe von UTR simuliert. Die Simulation beinhaltet den kompletten γ^3 -Aufbau mit Detektoren, Target, Strahlrohr, Abschirmung und ähnlichem. Hierbei werden Photonen mit vorgegebener Winkelverteilung von zufälligen Punkten innerhalb des Targets ausgesendet und in den Detektoren gezählt. Die Effekte des Öffnungswinkels und des ausgedehnten Targets sind somit berücksichtigt. Aus dem Volumen des Targets wurden für jede relevante Kaskade 10^8 Photonen ausgesendet. Diese Ergebnisse fließen direkt in den Fit der entfalteten Spektren, welcher in Kapitel 7.7 genauer beschrieben wird, ein.

7.5. Entfaltung der Spektren

Die Matrixmultiplikation des ursprünglichen Spektrums $\bar{N}(E_n)$ mit N_s Klassenintervallen, welches auf einen Detektor trifft, mit der Detektorantwortmatrix $D(E_m, E_n)$ ergibt das gemessene Spektrum $N(E_m)$ [197]:

$$N(E_m) = \sum_{n=1}^{N_s} D(E_m, E_n) \bar{N}(E_n). \quad (7.2)$$

Hier beschreibt $N(E_m)$ die Anzahl der Zählereignisse im Klassenintervall E_m . Die Detektorantwortmatrix beschreibt die Verteilungsfunktion der Zählereignisse für Photonen mit einer Energie E_n und beinhaltet die Wechselwirkungen von Photonen mit Materie (siehe Kapitel 6.1). Die Diagonalelemente beschreiben die intrinsische Effizienz des Detektors. Das Ziel der Entfaltung von Detektorspektren ist, das ursprüngliche Spektrum von der Detektorantwort zu trennen, um somit die Sensitivität des Experiments zu erhöhen.

Durch die Invertierung der Detektorantwortmatrix kann theoretisch das ursprüngliche Spektrum errechnet werden, jedoch können sich unphysikalische negative Einträge im resultierenden Spektrum ergeben. Daher wurden die relevanten

Einträge des ursprünglichen Spektrums als freie Parameter eines Minimierungsproblems verwendet. Hierbei wurde die Beschränkung $\bar{N}(E_m) > 0$ für alle relevanten Einträge genutzt. Diese Vorgehensweise wird *Gold Entfaltung* genannt [198, 199]. Für Einzelheiten der Implementierung des Entfaltungsalgorithmus *horst* siehe Ref. [200]. Die statistische Unsicherheit der Entfaltung wird mittels einer Monte-Carlo-Parameter-Variation abgeschätzt.

Da es nicht möglich ist für jede Photonenenergie die Detektorantwort zu simulieren, wurde in dieser Arbeit im Bereich von 100 keV bis 8000 keV mit einer Schrittweite von 50 keV simuliert. Die Detektorantwort für Photonenenergien zwischen den Simulationen wurde interpoliert.

7.6. Photonenfluss

Der Photonenfluss beschreibt die Anzahl der Photonen bei einer Energie E_γ , welche während des Experiments auf das Target getroffen sind. Bei Experimenten mit Bremsstrahlungsquellen (siehe Kapitel 6.4) kann der Photonenfluss mittels bekannter Übergänge kalibriert werden. In diesem Experiment wird eine quasis-monochromatische Photonenquelle genutzt. Um den Photonenfluss für mehrere Zentroidenergien des Photonenstrahls zu bestimmen, werden ein oder mehrere Targets benötigt, da in den relevanten Energiebereichen hinreichend gut isolierte Zustände mit bekanntem Zerfallsverhalten vorliegen müssen. Aufgrund der hohen Zustandsdichte in ^{154}Gd und den lediglich zwei bekannten Übergängen im Energiebereich dieses Experiments wurde der niederenergetische nicht-resonante Untergrund zur Kalibrierung des Photonenflusses genutzt. Weiterhin ist auch die Form des Photonenflusses von entscheidender Bedeutung. Im Folgenden werden Methoden zur Bestimmung der Form und des relativen Photonenflussverlaufs beschrieben.

7.6.1. Form des Photonenflusses

Der Photonenstrahl wurde mit einem HPGe-Detektor (0°-Detektor) aufgenommen, allerdings mit niedrigem Photonenfluss, um den Detektor nicht zu beschädigen und *Pile-Up* zu vermeiden. Zur Vermessung des Strahlprofils wurde zu Beginn jeder

Strahleinstellung der Photonenfluss wenige Minuten gemessen. Hierbei befand sich sowohl das ^{154}Gd -Target als auch ein Kupferzylinder zur Abschwächung des Photonenstrahls auf der Strahlachse. Nach dem Vermessen des Profils wurden der Kupferzylinder und der 0° -Detektor wieder entfernt. Um das Strahlprofil aus dem Spektrum zu extrahieren, wurde der Algorithmus *horst* [200] genutzt. In der Simulation der Detektorantwortmatrix des 0° -Detektors wurde das ^{154}Gd -Target und der Kupferzylinder berücksichtigt.

Die Form des Photonenflusses an der HI γ S wird in dieser Arbeit durch eine Faltung einer Normalverteilung \mathcal{N} , mit Erwartungswert (Zentroid) E_0 und der Varianz σ , und einer Exponentialverteilung \mathcal{E} , mit der Zerfallskonstanten ξ , interpoliert, um einen analytischen Ausdruck zu erhalten. Es wird ein zusätzlicher Skalierungsfaktor η eingeführt, um den Inhalt des entfalteten Spektrums zu berücksichtigen.

$$\mathcal{N}(E, E_0, \sigma) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp^{-\frac{E-E_0}{2\sigma}} \quad (7.3)$$

$$\mathcal{E}(E, \xi) = \xi \exp^{-\xi E} \text{ für } E \in \mathbb{R}^+ \quad (7.4)$$

$$N_\gamma(E, \eta, E_0, \sigma, \xi) = \eta(\mathcal{N} * \mathcal{E})(E, E_0, \sigma, \xi) \quad (7.5)$$

$$= \eta \exp\left(\frac{E-E_0}{a}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{E-E_0}{\sqrt{2}\sigma} + \frac{\sigma}{\sqrt{2}\xi}\right) \quad (7.6)$$

Der Verlauf der Intensitäten der entfalteten Spektren des 0° -Detektors ist in Abbildung 7.3 und in Kapitel B.1 zu sehen.

7.6.2. Relativer Photonenfluss

Zur Bestimmung des relativen Photonenflusses wurde die nicht-resonante nieder-energetische Streuung der Photonen als Normalisierung genutzt. Diese Methode zur Bestimmung des Photonenflusses wurde unter anderem bereits in Ref. [197] diskutiert.

Zunächst wurde in der Simulation des γ^3 -Aufbaus das extrahierte Strahlprofil implementiert. Photonen mit entsprechender Verteilung wurden mit Propagationsrichtung entlang der Strahlachse in Richtung des Targets simuliert. Aufgrund

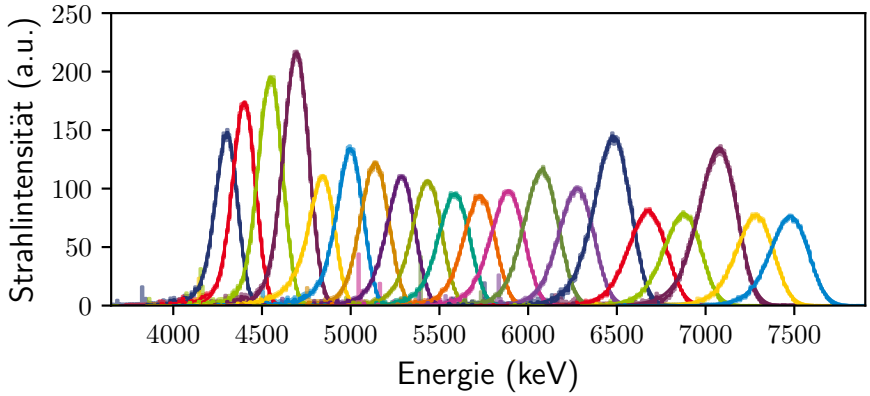


Abbildung 7.3.: Entfaltete Spektren des 0°-Detektors für alle Strahleinstellungen mit den angepassten Funktionen aus Gleichung 7.6. Die Unsicherheit der Entfaltung sowie der angepassten Funktion ist schattiert dargestellt. Die Höhe der Spektren korreliert mit der Messzeit des 0°-Detektors.

nicht-resonanter Effekte entlang der Strahlachse können Photonen in den Detektoren registriert werden. Somit ergibt sich für $N_{\gamma,\text{sim}}$ simulierte Photonen in Detektor d ein Spektrum der gestreuten Photonen $N_{d,\text{sim}}^0(E_m)$. Hierbei beschreibt $N_{d,\text{sim}}^0(E_m)$ die Anzahl der registrierten Photonen im Klassenintervall E_m im simulierten Spektrum von Detektor d .

Um den *Pile-Up*-Effekt in die Simulation einfließen zu lassen, werden jeweils die Energie zweier aufeinanderfolgenden Photonen, welche in Detektor d registriert werden, aufsummiert. Somit ergibt sich das Spektrum für *Pile-Up* erster Ordnung $N_{d,\text{sim}}^1(E_m)$ für Detektor d . Für mehrfachen *Pile-Up* werden jeweils die Energie von $n + 1$ Photonen aufsummiert. Es ergeben sich die Spektren $N_{d,\text{sim}}^n(E_m)$.

Laut Ref. [197] kann das experimentelle Spektrum $N_d(E_m)$ durch

$$N_d(E_m) = p_t \frac{t_{d,\text{live}}}{t_{\text{stop}} - t_{\text{start}}} \sum_{n=0}^{\infty} p_{d,n} N_{d,\text{sim}}^n(E_m) \quad (7.7)$$

beschrieben werden, mit p_t als Skalierungsfaktor zwischen der „simulierten“ Messzeit und der realen Messzeit der Detektoren im Experiment. Das Verhältnis von $t_{d,\text{live}}$ und $t_{\text{stop}} - t_{\text{start}}$ gibt die prozentuale Messdauer des Detektors relativ zur verstrichenen Zeit an. Die Summe beinhaltet den kompletten *Pile-Up* mit den jeweiligen Gewichten $p_{d,n}$, wobei $\sum_{n=0}^{\infty} p_{d,n} = 1$ gilt.

Zur Bestimmung des Photonenflusses wurde lediglich das *Pile-Up* erster Ordnung berücksichtigt. Somit vereinfacht sich Gleichung 7.7 zu

$$N_d(E_m) \approx \frac{t_{d,\text{live}}}{t_{\text{stop}} - t_{\text{start}}} \left[p_{d,0} N_{d,\text{sim}}^0(E_m) + (1 - p_{d,0}) N_{d,\text{sim}}^1(E_m) \right]. \quad (7.8)$$

Der Photonenfluss am Ort des Targets $N_{d,\gamma}$ kann für jeden Detektor separat bestimmt werden. Es gilt:

$$N_{d,\gamma} = p_t \left[p_{d,0} + \underbrace{(1 - p_{d,0}) \frac{\sum_m N_{d,\text{sim}}^0(E_m)}{\sum_m N_{d,\text{sim}}^1(E_m)}}_{\text{Pile-Up}} \right] N_{\gamma,\text{sim}}. \quad (7.9)$$

Der *Pile-Up* Term berücksichtigt zusätzlich die Anzahl der Photonen im Spektrum mit und ohne *Pile-Up*. Aufgrund der Vorgehensweise zur Erzeugung des *Pile-Up* Spektrums ergibt sich für das Verhältnis der Anzahl der Photonen in den simulierten Spektren der Wert 2.

Mittels χ^2 -Minimierung wurden die Parameter p_t und $p_{d,0}$ für alle vier LaBr-Detektoren simultan angepasst. In Abbildung 7.4 sind die Spektren der LaBr-Detektoren für die Strahleneinstellung mit einer Zentroidenergie von 6700 keV sowie das angepasste Spektrum gezeigt. Für jeden Detektor ergibt sich ein Photonenfluss $N_{d,\gamma}$, welche gemittelt werden. Die Unsicherheit des Photonenflusses wird als Abweichung des Maximal- und Minimalwerts zum Mittelwert angenommen. Auf diese Art wurden die Photonenflüsse für alle Strahleneinstellungen bestimmt. Die relative Unsicherheit des Photonenflusses für einzelne Strahleneinstellungen liegen fast alle im Bereich $< 11\%$, lediglich bei der Zentroidenergie von 7500 keV ergibt sich eine Unsicherheit von 30.6%.

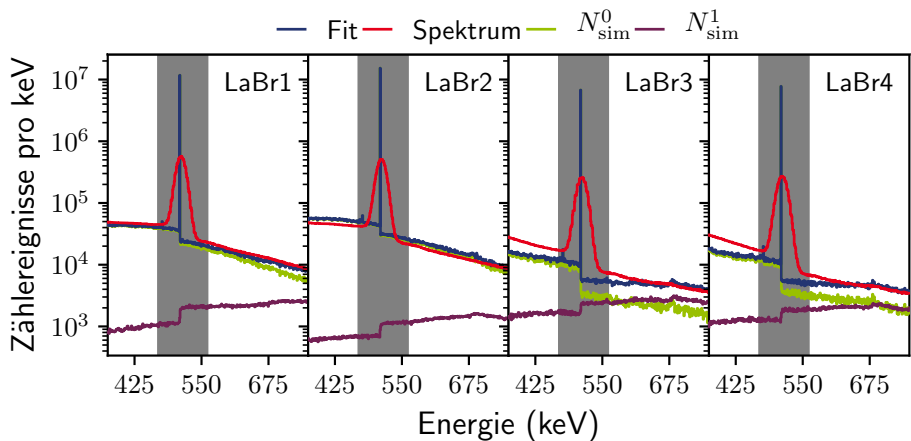


Abbildung 7.4.: Photonenflusskalibrierung anhand des niederenergetischen nicht-resonanten Untergrunds am Beispiel der Spektren der LaBr-Detektoren mit einer Zentroidenergie des Photonenstrahls von 6700 keV. Zu sehen ist das gemessene Spektrum (rot) sowie das angepasste simulierte Spektrum (blau) mit den Spektren $N^0_{d,sim}$ (grün) und $N^1_{d,sim}$ (purpur). Der grau gefärbte Bereich wurde bei der χ^2 -Minimierung nicht berücksichtigt, da resonante Bereiche in der Kalibrierung nicht betrachtet werden.

7.7. Modellierung der entfalteten Spektren

Nachdem die diversen Kalibrierungen durchgeführt und die effektiven Winkelverteilungen mittels UTR simuliert wurden, können die Spektren der LaBr-Detektoren entfaltet werden. Hierzu wurde ebenfalls der Entfaltungsalgorithmus *horst* [200] genutzt. Als obere Grenze der Entfaltung wurde die Energie, bei der die Photonenflussintensität bezüglich des 0°-Detektors auf 1% abgefallen ist, benutzt. Das Photonenstrahlprofil wurde mit einem HPGe-Detektor aufgenommen. Dieser hat bei gleicher Energie eine bessere energetische Auflösung als ein LaBr-Detektor. Aus diesem Grund wurde die obere Grenze der Entfaltung um die Hälfte des FWHM des jeweiligen Detektors verschoben.

Aufgrund der hohen Leveldichte ist es nicht möglich einzelne Zustände zu identifizieren. Daher wurden summierte integrierte Wirkungsquerschnitte $\sigma_{i \rightarrow j}$ im Energiebereich des Photonenstrahls bestimmt. Es gilt:

$$I_{i \rightarrow j}^{\Sigma} = \sum_n I_{0 \rightarrow i_n \rightarrow j} \quad (7.10)$$

$$\sigma_{i \rightarrow j} = \frac{I_{i \rightarrow j}^{\Sigma}}{E_{\text{FWHM}}} \quad (7.11)$$

mit der FWHM des Photonenstrahls E_{FWHM} und der Summation über die Zustände i_n . Hierzu wird die Form der Verteilung der Übergangsstärke entsprechend der Photonenflussverteilung angenommen. Der erste angeregte Zustand in ^{154}Gd liegt bei $E_{2_1^+} = 123.0706(9) \text{ keV}$ [201]. Durch die geringe Energieauflösung ist es nicht möglich in den Spektren der LaBr-Detektoren die Verteilung für Grundzustandsübergänge und inelastische Übergänge zum 2_1^+ -Zustand in ^{154}Gd separat zu beschreiben.

Mit den effektiven Winkelverteilungen und den relativen Effizienzen können die Spektren der verschiedenen Detektoren korreliert werden. Somit können die Wirkungsquerschnitte $I_{i \rightarrow j}^{\Sigma}$ simultan angepasst werden. Die effektive Winkelverteilung von $1^+ \rightarrow 2^+$ und $1^- \rightarrow 2^+$ Zerfällen unterscheidet sich nur gering. Im Laufe der Analyse hat sich ergeben, dass die Sensitivität des Experiments nicht für die Unterscheidung der inelastischen Übergänge von 1^+ - und 1^- -Zuständen ausreicht. Daher wurde bei der Modellierung des entfaltenen Spektrums die Annahme $I_{1^+ \rightarrow 2_1^+}^{\Sigma} = 0$ verwendet.

Die erwartete Form der Übergangsstärkeverteilung für einen elastischen Übergang von $i \rightarrow 0_1^+$ im Detektor d kann analog zur Peakfläche aus Gleichung 3.5 angegeben werden. Es gilt:

$$N_{d,\gamma,\text{res}}^{i \rightarrow 0_1^+}(E) = N_T \epsilon(E) N_{\gamma}(E, \eta, E_0, \sigma, \xi) W_{0 \rightarrow i \rightarrow 0_1^+}^{\text{eff}}(\theta, \phi) I_{i \rightarrow 0_1^+}^{\Sigma}. \quad (7.12)$$

Ebenso gilt für den inelastischen Zerfall zum ersten 2^+ -Zustand

$$N_{d,\gamma,\text{res}}^{1^- \rightarrow 2_1^+}(E) = N_T \epsilon(E - E_{2_1^+}) N_{\gamma}(E, \eta, E_0 - E_{2_1^+}, \sigma, \xi) W_{0 \rightarrow 1^- \rightarrow 2_1^+}^{\text{eff}}(\theta, \phi) I_{1^- \rightarrow 2_1^+}^{\Sigma}. \quad (7.13)$$

Die Beschreibung der Spektren ergibt sich durch die Addition der einzelnen Verteilungen. Somit gilt:

$$N_{\text{MC},d} = N_{d,\gamma,\text{res}}^{1^+ \rightarrow 0_1^+}(E - E_{s,d}) + N_{d,\gamma,\text{res}}^{1^- \rightarrow 0_1^+}(E - E_{s,d}) + N_{d,\gamma,\text{res}}^{1^- \rightarrow 2_1^+}(E - E_{s,d}). \quad (7.14)$$

Die Anpassung von Gleichung 7.14 an die entfalteten Spektren erfolgt mittels χ_{red}^2 -Minimierung. Hierbei sind die Wirkungsquerschnitte $I_{i \rightarrow j}^\Sigma$ und eine Energieverschiebung für jeden Detektor die freien Parameter des Modells. Insgesamt gibt es demnach sieben freie Parameter. Es gilt:

$$\chi_{\text{red}}^2 = \frac{1}{M-7} \left(\frac{\sum_{d,m}^M N_d(E_m) - N_{\text{MC},d}}{\sigma[N_d(E_m)]} \right)^2, \quad (7.15)$$

mit der Unsicherheit der Entfaltung $\sigma[N_d(E_m)]$, M der Anzahl an Klassenintervallen des Anpassungsbereichs und der Summe über verwendeten Detektoren d . In Anhang B.2 sind die entfalteten Spektren aller Energieeinstellungen sowie der Fit an die Daten abgebildet. Ebenfalls sind die gemessenen Spektren im Bereich des Strahlprofils gezeigt.

Ergeben sich für $\chi_{\text{red}}^2 \gg 1$, ist das Modell nicht in der Lage die Daten im Rahmen ihrer Unsicherheit zu beschreiben. Gründe hierfür können falsche Betrachtung der Unsicherheiten, fehlende Betrachtungen von systematischen Unsicherheiten oder eine schlechte Modellierungsfunktion sein. Liefern Modelle ein $\chi_{\text{red}}^2 \ll 1$ sind diese ebenso wenig in der Lage das Experiment zu beschreiben und deuten auf eine Überanpassung hin. Für den Fall von $\chi_{\text{red}}^2 \approx 1$ ist eine hinreichend gute Beschreibung der experimentellen Daten durch das Experiment gewährleistet [202]. Laut Ref. [203] (Abschnitt 5.2.2.) sind die Unsicherheiten bei $\chi_{\text{red}}^2 > 1$, eines oder mehrerer Experimente, beziehungsweise in diesem Fall Klassenintervalle, unterschätzt. Um diesen Effekt auszugleichen, werden die extrahierten Unsicherheiten mit $\sqrt{\chi_{\text{red}}^2}$ skaliert.

Das Target bestand aus Gadolinium-Oxid und befand sich in einem Plastikcontainer. Aus diesem Grund wurden zusätzlich die Resonanz des 2_1^+ -Zustands in ^{12}C sowie des 2_1^+ -Zustands in ^{16}O berücksichtigt. Der 1_1^- -Zustand in ^{16}O wurde aufgrund der relativ geringen Übergangsstärke bezüglich des 2_1^+ -Zustands in ^{16}O ($B_{\text{WU}}(E1)/B_{\text{WU}}(E2) = 1.1 \cdot 10^{-4}$) nicht berücksichtigt [194]. Die Resonanzform der Kontaminanten wurde als gaußförmig angenommen. Durch die individuellen

Detektoraufösungen erweitert sich die Zahl der freien Parameter auf elf. Die angepassten Funktionen sowie die ursprünglichen und entfalteten Spektren im Bereich des Photonenstrahls sind in Kapitel B.2 abgebildet.

7.8. Statistisches Modell

Zur Einordnung der extrahierten Wirkungsquerschnitte $\sigma_{i \rightarrow 0_1^+}^{\Sigma/E}$ und der Verzweigungsverhältnisse wurden statistische Modellrechnungen für den Kern ^{154}Gd durchgeführt. Hierfür wurde das Programm *GMTCS*, entwickelt im Rahmen von Ref. [204], verwendet.

7.8.1. Modellierung der Zustandsdichten

Unter der Annahme, dass die Zustandsdichte eines Atomkerns $\rho(E, J^\pi)$ in einen energieabhängigen $\rho^E(E)$, einen gesamtdrehimpulsabhängigen Teil $f_J(J^\pi, \sigma)$ und in ein paritätsabhängigen Teil $p(E)$ separiert werden kann, gilt [205]:

$$\rho(E, J^\pi) = p(E) f_J(J^\pi, \sigma) \rho^E(E). \quad (7.16)$$

Die Verteilungsfunktion der Gesamtdrehimpulse J^π ist durch

$$f_J(J^\pi, \sigma) = \exp\left[\frac{J^2}{2\sigma^2}\right] - \exp\left[\frac{(J+1)^2}{2\sigma^2}\right] \quad (7.17)$$

mit Spin-Begrenzungs-Parameter (*engl. spin-cutoff*) σ gegeben. Die Funktion $p(E)$ beschreibt die energieabhängige Paritätsasymmetrie von 1^+ - und 1^- -Zuständen. Die statistischen Modell Simulationen in dieser Arbeit beziehen sich lediglich auf die extrahierte E1-Übergangsstärke. Mittels Gleichung 7.16 kann der mittlere energetische Abstand von J^π -Zuständen $D(E) = 1/\rho^E(E)$ berechnet werden. Die Abstoßung der Kernzustände kann durch die Wigner-Verteilung [206–208] beschrieben werden.

Im Folgenden werden einige Modelle für die Energieabhängigkeit der Zustandsdichte exemplarisch beschrieben. Das Model der konstanten Kerntemperatur (*engl.*

constant temperature) [209, 210] ist gegeben durch:

$$\rho_{\text{CT}}^E(E) = \frac{1}{T} \exp \left[\frac{E - E_0}{T} \right]. \quad (7.18)$$

Hier wird die Temperatur des Atomkerns T als konstant angenommen, zudem gibt es einen Energieverschiebungsparameter E_0 .

Das *backshifted Fermi-Gas* (BSFG)-Modell [209] hingegen beschreibt den Kern unter der Annahme, dass die Bewegung der Nukleonen im Kern der eines freien Fermigas folgt. Hier ist die Zustandsdichte gegeben durch:

$$\rho_{\text{BSFG}}^E(E) = \frac{\exp \left[2\sqrt{a(E - E_1)} \right]}{12\sqrt{2}\sigma(E, E_1, a)a^{1/4}(E - E_1)^{5/4}} \quad (7.19)$$

mit

$$\sigma(E, E_1, a)^2 = 0.0146 A^{5/3} \frac{1 + \sqrt{1 + 4a(E - E_1)}}{2a}. \quad (7.20)$$

Neben der Energieverschiebung E_1 besitzt das BSFG-Modell noch einen Zustandsdichtenparameter a und ist abhängig von der Nukleonenzahl A .

Weitere Modelle für die Zustandsdichte sind in Ref. [205, 211] sowie die Tabellierung der Parameter für einige Kerne gegeben. An die experimentell verfügbaren Daten wurden einfache phänomenologische Funktionen abhängig von der Anzahl der Protonen und Neutronen angepasst [205, 211]. Somit können nicht tabellierte Parameter der Zustandsdichten ermittelt werden. Diese Funktionen wurden genutzt um die Parameter der Modelle der Zustandsdichte für ^{154}Gd zu errechnen.

7.8.2. Modellierung der Übergangsstärken

Die Photonenstärkefunktion (PSF) modelliert die mittleren reduzierten Übergangsstärken für Übergänge mit einer spezifischen Kombination von Strahlungscharakter λ und Multipolarität L in einem Energieintervall. Die PSF ist definiert

über die mittlere Übergangsbreite $\langle \Gamma_{E_\gamma, J^\pi}^{\lambda L} \rangle$, die Zustandsdichte $\rho(E_\gamma, J^\pi)$, die Übergangsenergie E_γ , sowie den Gesamtdrehimpuls und die Parität J^π . Es gilt [212]:

$$f_{\lambda L}^{\text{PSF}}(E_\gamma) = \frac{\langle \Gamma_{E_\gamma, J^\pi}^{\lambda L} \rangle}{E_\gamma^{2L+1}} \rho(E_\gamma, J^\pi). \quad (7.21)$$

Im statistischen Modell wird angenommen, dass die Übergangsbreiten einzelner Zustände um eine gegebene mittlere Übergangsbreite $\langle \Gamma_{E_\gamma, J^\pi}^{\lambda L} \rangle$ fluktuieren. Es wird angenommen, dass die Fluktuation einer χ^2 -Verteilung mit Freiheitsgrad $\varsigma = 1$ folgt. Diese Fluktuationen werden auch Porter-Thomas-Fluktuationen genannt [213]. Es gilt:

$$\mathcal{P}(x, \varsigma = 1) = \frac{\exp^{-x/2}}{\sqrt{2\pi x}}. \quad (7.22)$$

Wie in Kapitel 2 beschrieben, dominiert die IVGDR die Stärkeverteilung für $E1$ -Strahlung. Die IVGDR kann für sphärische Kerne durch Standard-Lorentzverteilung (SLO) beschrieben werden. Die PSF für die SLO-Näherung für deformierte Kerne ist gegeben durch [214]:

$$f_{E1}^{\text{SLO}}(E_\gamma) = \frac{1}{3} \left(\frac{1}{\pi \hbar c} \right)^2 \sum_i \sigma_i \frac{\Gamma_i^2 E_\gamma}{(E_i^2 - E_\gamma^2)^2 + \Gamma_i^2 E_\gamma^2}. \quad (7.23)$$

Hier beschreibt σ_i den Wirkungsquerschnitt, E_i die Position und Γ_i die Breite der i -ten überlagerten Lorentzverteilungen.

Die PSF nach Kadenskij, Markushev und Furman (KMF) [215] ist in der Lage die Stärkefunktion bei kleinen Anregungsenergien korrekt zu beschreiben [214]. Die Beschreibung der KMF-PSF beruht auf der Fermi-Flüssigkeits-Theorie endlicher Systeme [216] und ist gegeben durch:

$$f_{E1}^{\text{KMF}}(E_\gamma) = \frac{1}{3} \left(\frac{1}{\pi \hbar c} \right)^2 0.7 \sigma_0 \frac{\Gamma_0 (E_\gamma^2 + 4\pi T^2)}{E_0 (E_\gamma^2 - E_0^2)}. \quad (7.24)$$

Die Parameter der KMF-PSF sind der Wirkungsquerschnitt σ_0 , der mittleren Energie E_0 der Teilchen-Lochanregung, welche der IVGDR zugrunde liegen, die Breite Γ_0 , welche der Form der Kollisionskomponente der Dämpfungsbreite des sogenannten *zero sound* in einer unendlichen Fermi-Flüssigkeit folgt und der Temperatur T des Atomkerns [214].

Mittels des Modells der konstanten Kerntemperatur (siehe Gleichung 7.18) kann die Kerntemperatur mit der Zustandsdichte verknüpft werden. Dies hat zur Folge, dass die Zustandsdichte und die PSF voneinander abhängig sind. Es folgt:

$$\frac{1}{T(E)} = \frac{d}{dE} \ln[\rho^E(E)]. \quad (7.25)$$

Die KMF-PSF ist eine Näherung für kleine Anregungsenergien. Um die gesamte $E1$ -Stärkeverteilung beschreiben zu können, sind entweder komplexere Modelle oder eine Mischung der beiden vorgestellten Modelle notwendig [214].

Die PSF wird normalerweise in Bezug auf Grundzustandsübergänge angegeben. Um die Stärke der Übergänge zwischen verschiedenen angeregten Zuständen zu beschreiben, wird die Brink-Axel Hypothese verwendet [217, 218]. Hier ist die Annahme, dass die PSF unabhängig von dem Ursprungszustand des Übergangs ist, das heißt der Wirkungsquerschnitt ist energieunabhängig. Insbesondere sind die PSF für die Anregung und den Zerfall, aufgrund des detaillierten Gleichgewichts (*engl. detailed balance*), gleich [219].

7.9. Ergebnisse

Nach den Kalibrierungen der Effizienz der Detektoren und des Photonenflusses sowie der Bestimmung der effektiven Winkelverteilung, wurden die LaBr-Spektren bezüglich jeder Strahleinstellung mittels des Codes *horst* entfaltet. Es wurden die elastischen Übergänge von 1^+ - und 1^- -Zuständen sowie der inelastische Zerfall von 1^- Zuständen zum 2_1^+ -Zustand simultan an die entfaltenen Spektren angepasst. Um systematische Unsicherheiten des Modells zu berücksichtigen wurde die extrahierte Unsicherheit mit $\sqrt{\chi_{\text{red}}^2}$ entsprechend des Fits, multipliziert.

Die summierten elastischen Wirkungsquerschnitte für die Anregung von 1^- -Zuständen relativ zum Wirkungsquerschnitt bei der Strahleinstellung mit einer Zentroidenergie von 4300 keV, $\sigma_{1^- \rightarrow 0_1^+}^{\text{rel}}$, wurden bestimmt. Ebenfalls sind die mittleren Verzweigungsverhältnisse für $1^- \rightarrow 2_1^+$ im Vergleich zum elastischen Grundzustandsübergang von 1^- -Zuständen und das Verhältnis der summierten elastischen Wirkungsquerschnitte für die Anregung von 1^+ - und 1^- -Zuständen, das elektromagnetische Dipolstärkenverhältnis, in den jeweiligen Energieintervallen bestimmt worden. Die Ergebnisse sind in Tabelle 7.1 angegeben. Die Aussagekraft des Datenpunkts bei der höchsten Zentroidenergie ist aufgrund der geringen Statistik klein und wird für die folgenden Beobachtungen der Verläufe der Messgrößen vernachlässigt.

Die Verträglichkeit der statistischen Modell-Simulation (siehe Kapitel 7.8) mit den extrahierten Wirkungsquerschnitten kann potentiell Aufschluss über Phänomene wie die PDR geben [220]. Im statistischen Modell wurde als elektrische Stärkeverteilung die SLO-Näherung und als Leveldichte das BSFG-Modell verwendet. Mit der Wahl von Stärkeverteilung und Leveldichte wurde der Verlauf des Wirkungsquerschnitts $\sigma_{1^- \rightarrow 0_1^+}^{\text{rel}}$ und des Verzweigungsverhältnisses ermittelt. Hierzu wurden die Ergebnisse von 1000 simulierten Zustandsschemen verwendet. Im Mittel wurden, im Bereich von 4000 – 8000 keV, $78.76(14) \cdot 10^3$ Zustände pro Simulation erzeugt. Zum Vergleich der statistischen Modell-Simulation mit den experimentellen Daten wurden hier die simulierten Wirkungsquerschnitte auf die Daten normiert. Der Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit der statistischen Modell-Simulation ist in Abbildung 7.5 dargestellt. In dieser Abbildung beschreibt die schattierte Fläche die Porter-Thomas-Fluktuationen der Übergangsbreite sowie die Abstoßung der Kernzustände durch die Wigner-Verteilung. Für den Fall $\sigma_{1^- \rightarrow 0_1^+}^{\text{rel}}$ wird unterschieden zwischen den oben genannten Fluktuationen der Übergangsbreite sowie der Abstoßung der Kernzustände (dunkel) und der zusätzlichen Unsicherheit aufgrund der Normierung (hell).

Zentroidenergie (keV)	$\sigma_{1^- \rightarrow 0_1^+}^{\text{rel}}$	$\frac{\sigma_{1^- \rightarrow 2_1^+}}{\sigma_{1^- \rightarrow 0_1^+}}$	$\frac{\sigma_{1^+ \rightarrow 0_1^+}}{\sigma_{1^- \rightarrow 0_1^+}}$
$4300 \pm_{76}^{72}$	$1.00 \pm_{0.04}^{0.05}$	$0.32 \pm_{0.06}^{0.05}$	$0.32 \pm_{0.07}^{0.04}$
$4400 \pm_{78}^{74}$	$1.34 \pm_{0.06}^{0.08}$	$0.14 \pm_{0.03}^{0.04}$	$0.48 \pm_{0.09}^{0.10}$
$4550 \pm_{86}^{78}$	$1.07 \pm_{0.06}^{0.08}$	$0.70 \pm_{0.07}^{0.08}$	$0.27 \pm_{0.04}^{0.04}$
$4700 \pm_{94}^{76}$	$1.05 \pm_{0.06}^{0.07}$	$0.55 \pm_{0.04}^{0.06}$	$0.18 \pm_{0.03}^{0.04}$
$4850 \pm_{106}^{68}$	$1.33 \pm_{0.08}^{0.10}$	$0.49 \pm_{0.05}^{0.05}$	$0.23 \pm_{0.03}^{0.03}$
$5000 \pm_{96}^{80}$	$0.94 \pm_{0.06}^{0.06}$	$0.61 \pm_{0.03}^{0.08}$	$0.19 \pm_{0.03}^{0.02}$
$5150 \pm_{110}^{78}$	$0.77 \pm_{0.05}^{0.06}$	$0.45 \pm_{0.04}^{0.04}$	$0.24 \pm_{0.04}^{0.03}$
$5300 \pm_{114}^{74}$	$0.86 \pm_{0.06}^{0.05}$	$0.40 \pm_{0.03}^{0.03}$	$0.16 \pm_{0.01}^{0.04}$
$5450 \pm_{120}^{74}$	$0.84 \pm_{0.06}^{0.06}$	$0.44 \pm_{0.04}^{0.02}$	$0.20 \pm_{0.03}^{0.01}$
$5600 \pm_{122}^{86}$	$0.88 \pm_{0.06}^{0.07}$	$0.39 \pm_{0.08}^{0.02}$	$0.12 \pm_{0.04}^{0.03}$
$5750 \pm_{130}^{78}$	$0.82 \pm_{0.05}^{0.06}$	$0.32 \pm_{0.03}^{0.03}$	$0.18 \pm_{0.02}^{0.02}$
$5900 \pm_{130}^{90}$	$0.76 \pm_{0.08}^{0.07}$	$0.44 \pm_{0.20}^{0.01}$	$0.17 \pm_{0.03}^{0.00}$
$6100 \pm_{140}^{84}$	$0.78 \pm_{0.06}^{0.06}$	$0.29 \pm_{0.05}^{0.07}$	$0.16 \pm_{0.02}^{0.02}$
$6300 \pm_{146}^{84}$	$0.77 \pm_{0.05}^{0.11}$	$0.11 \pm_{0.07}^{0.01}$	$0.00 \pm_{0.00}^{0.00}$
$6500 \pm_{146}^{92}$	$0.65 \pm_{0.05}^{0.10}$	$0.23 \pm_{0.09}^{0.01}$	$0.16 \pm_{0.04}^{0.00}$
$6700 \pm_{154}^{96}$	$0.50 \pm_{0.04}^{0.04}$	$0.18 \pm_{0.03}^{0.06}$	$0.20 \pm_{0.03}^{0.04}$
$6900 \pm_{154}^{90}$	$0.44 \pm_{0.03}^{0.07}$	$0.18 \pm_{0.17}^{0.04}$	$0.25 \pm_{0.08}^{0.07}$
$7100 \pm_{156}^{92}$	$0.52 \pm_{0.05}^{0.04}$	$0.28 \pm_{0.06}^{0.05}$	$0.04 \pm_{0.01}^{0.03}$
$7300 \pm_{146}^{98}$	$0.28 \pm_{0.03}^{0.03}$	$0.45 \pm_{0.08}^{0.14}$	$0.14 \pm_{0.04}^{0.05}$
$7500 \pm_{156}^{96}$	$0.13 \pm_{0.04}^{0.02}$	$3.3 \pm_{0.5}^{1.5}$	$0.00 \pm_{0.00}^{0.18}$

Tabelle 7.1.: Extrahierte relative Wirkungsquerschnitte, Verzweigungsverhältnisse und elektromagnetische Dipolstärkenverhältnisse des ^{154}Gd -Experiments. Die Unsicherheit der Zentroidenergie bezieht sich auf das FWHM der Photonenflussverteilung.

Es zeigt sich ein relativ konstantes Verhalten des Verzweigungsverhältnisses der statistischen Modell-Simulation. Die experimentellen Daten befinden sich zwar in der gleichen Größenordnung wie die Vorhersage der Simulation, jedoch können feinere Strukturen durch die Simulation des statistischen Modells nicht reproduziert werden. In Ref. [221] werden starke Grundzustandsübergänge und entsprechend geringe Verzweigungsverhältnisse in andere angeregte Zustände von 1^- -Zuständen in ^{60}Ni beobachtet. Dieses Verhalten wurde als Charakteristik für PDR-Zustände angenommen. Das verminderte Verzweigungsverhältnis im Vergleich zur statistischen Modell-Simulation im Bereich von 6000 – 7000 keV in ^{154}Gd könnte somit ebenfalls ein Indiz für die Existenz einer PDR sein.

Im Bereich von 4500 – 5500 keV sind die Verzweigungsverhältnisse im Vergleich zur statistischen Modell-Simulation größer. In der Analyse der Daten wurden aufgrund zu geringer Sensitivität inelastische Zerfälle von 1^+ -Zuständen vernachlässigt. Diese Annahme ist potentiell jedoch nicht gerechtfertigt. Hier bietet sich in Zukunft an, die Messzeit der einzelnen Strahleinstellungen zu verlängern, um mehr Statistik in den Spektren der Detektoren zu erhalten. Somit ist es gegebenenfalls möglich, inelastische Übergänge von 1^+ - und 1^- -Zuständen zu trennen. Ebenso kann eine Koinzidenzmessung aufgrund der prägnanteren Winkelverteilung die Identifikation von inelastischen Übergängen von 1^+ - und 1^- -Zuständen erleichtern. Dies würde Aufschluss über das Verhalten der hier extrahierten Daten ergeben.

Die experimentellen Daten für $\sigma_{1^- \rightarrow 0_1^+}^{\text{rel}}$ zeigen einen Abfall hin zu größeren Energien. Dies ist durch die Vielzahl an Zerfallskanälen bei höherer Anregungsenergie und komplexeren Kernstrukturen zu erklären [221]. Ein ähnliches Verhalten zeigt sich bei der statistischen Modell-Simulation.

Im Bereich von 6000 - 7300 keV und unter der ausschließlichen Betrachtung von Fluktuationen der Übergangsbreite sowie der Abstoßung der Kernzustände (dunkles Band) unterschätzt die statistische Modell-Simulation die experimentellen Daten. Diese Schwankung der Stärke ist größer als die im statistischen Modell erwarteten Porter-Thomas-Fluktuationen und der Abstoßung der Kernzustände durch die Wigner-Verteilung. Diese zusätzliche Stärke kann demnach nicht durch eine statistische Verteilung erklärt werden und könnte ein Hinweis auf eine PDR sein. Zudem sind zwei getrennte Anhäufungen der E1-Übergangsstärke zu erkennen.

Analog zu der Beschreibung der IVGDR in axial deformierten Kernen, bei der sich die Übergangsstärke durch zwei Lorentz-Verteilungen beschreiben lässt und der Beschreibung der IVGDR im Flüssigkeitsmodell (siehe Kapitel 2.1), könnten hier die beiden Strukturen auf ein ähnliches Verhalten hindeuten. Für die Beschreibung der PDR als dreikomponentige Flüssigkeit würde dies einer Schwingung des isospingesättigten Kerns gegenüber der restlichen Neutronen entlang verschiedener Symmetrieachsen entsprechen. Somit wäre die Neutronenhaut entlang der Symmetrieachsen unterschiedlich.

Weiterhin wird ebenfalls in der Literatur eine Aufspaltung der PDR in einen isoskalaren und einen isovektoriellen Teil beobachtet [33]. Hier wird der Energiebereich unterhalb von etwa 7 MeV in halbmagischen Kernen dem isoskalaren Anteil der PDR und überhalb dem isovektoriellen Anteil zugeordnet. Photonen sind hierbei, im Gegensatz zu beispielsweise Alpha-Teilchen, nicht sensitiv auf den Isospincharakter der Kernanregung, weshalb hier beide Anteile angeregt werden können.

Diese Beobachtungen sind jedoch durch das zusätzliche Unsicherheitsband der Normierung von experimentellen Ergebnissen und statistischen Modell-Simulation nicht signifikant von der SLO-Näherung zu unterscheiden (helles Band). Somit kann keine PDR und folglich auch keine Aufspaltung, sei es im Rahmen der Schwingung entlang der Symmetrieachsen oder bezüglich isovektorieller beziehungsweise isoskalarer Kernanregung, eindeutig identifiziert werden. Jedoch wurden zwei Indizien für eine mögliche PDR diskutiert, welche in Experimenten mit größerer Sensitivität nochmals vermessen werden könnten. Im Folgenden werden die Ergebnisse dieser Arbeit mit experimentellen Befunden von ^{156}Gd verglichen.

In Ref. [222] wurde die Dipolstärkeverteilung von ^{156}Gd im Bereich 3.1 bis 6.2 MeV extrahiert. Die Daten stammen ebenfalls aus KRF-Experimenten, welche an HIγS und am S-DALINAC durchgeführt wurden. Somit sind die Wirkungsquerschnitte dieser Arbeit vergleichbar mit den Wirkungsquerschnitten aus Ref. [222].

Der totale Wirkungsquerschnitt σ_γ für ^{156}Gd in Ref. [222] wird durch elastische Zerfälle zum Grundzustand und inelastischen Zerfällen zum 2_1^+ -Zustand beschrieben. Weiterhin wurden in der Analyse der entfalteten Spektren des Experiments an ^{156}Gd elastische Übergänge von 1^+ -Zustände oberhalb von 4 MeV nicht explizit betrachtet.

Mit diesen Informationen können die extrahierten Daten dieser Arbeit in vergleichbarer Form dargestellt werden. Der totale Wirkungsquerschnitt σ^{rel} ist somit gegeben als Addition der elastischen $\left(\sigma_{1^+ \rightarrow 0_1^+}^{\text{rel}} \text{ und } \sigma_{1^- \rightarrow 0_1^+}^{\text{rel}}\right)$ und inelastischen $\left(\sigma_{1^- \rightarrow 2_1^+}^{\text{rel}}\right)$ Wirkungsquerschnitte (grüner Verlauf in Abbildung 7.6). Die Summe der Wirkungsquerschnitte für elastische Zerfälle von 1^+ - und 1^- -Zuständen ergibt $\sigma_{1^- \rightarrow 0_1^+}^{\text{rel}}$ (blauer Verlauf in Abbildung 7.6). Entsprechend ist der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{1^- \rightarrow 2_1^+}^{\text{rel}}$ durch das Verzweungsverhältnis bezüglich des gesamten Grundzustandsübergangswirkungsquerschnitts $\sigma_{1^- \rightarrow 0_1^+}^{\text{rel}}$ von 1^+ - und 1^- -Zuständen ermittelt worden (roter Verlauf in Abbildung 7.6). Ebenfalls wurde der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{1^- \rightarrow 0_1^+}^{\text{rel}}$ in grau abgebildet. Der Verlauf der Wirkungsquerschnitte für ^{154}Gd und ^{156}Gd ist in Abbildung 7.6 abgebildet.

Im Vergleich des totalen Wirkungsquerschnitts (grüner Verlauf in Abbildung 7.6) zeigt sich für beide Isotope ein Maximum bei niedrigerer Energie. Die Position des Maximums unterscheidet sich jedoch um etwa 1 MeV. Im Fall von ^{154}Gd befindet sich das Maximum etwa bei 4.5 MeV. Für ^{156}Gd , unter Vernachlässigung des Bereichs der Scherenmode um etwa 3 MeV [223], liegt das niederenergetische Maximum des totalen Wirkungsquerschnitts etwa bei 3.75 MeV. Die Ausprägung und die Breite der Maxima unterscheidet sich ebenfalls für beide Isotope. Im Bereich oberhalb von etwa 4.5 MeV ist der totale Wirkungsquerschnitt für ^{156}Gd weitestgehend konstant, wobei die Fluktuationen mit zunehmender Energie größer werden. Hingegen wird für ^{154}Gd eine Verringerung des Wirkungsquerschnitts σ^{rel} hin zu größeren Energien verzeichnet. Dies könnte auf nicht beobachtete inelastische Zerfälle, welche einen signifikanten Beitrag zum totalen Wirkungsquerschnitt haben, für ^{154}Gd hindeuten.

Für den Fall des gesamten Wirkungsquerschnitts für elastische Zerfälle von $J = 1$ -Zuständen ergibt sich für ^{156}Gd ein Anstieg im Bereich von 4 – 5.8 MeV (blauer Verlauf in Abbildung 7.6). Dieses Verhalten kann in den Ergebnissen von ^{154}Gd nicht wiedergefunden werden. Für ^{156}Gd befindet sich die erwartete Abnahme des gesamten Wirkungsquerschnitts für elastische Zerfälle von $J = 1$ -Zuständen gegebenenfalls oberhalb des experimentell untersuchten Bereichs ($> 6.2 \text{ MeV}$). Hier bieten sich weitere Untersuchungen der Dipolantwort von ^{156}Gd bis zur Neutronenseparationsschwelle ($S_n^{156\text{Gd}} = 8536.39(7) \text{ keV}$ [224]) an, um potentiell

Aufschluss über dieses Verhalten zu erhalten.

Das Verhalten des Wirkungsquerschnitts für $1 \rightarrow 2_1^+$ -Zerfälle ist weitestgehend für ^{156}Gd über den gesamten experimentellen Bereich konstant (roter Verlauf in Abbildung 7.6). Hingegen zeigt sich ab 4.5 MeV für ^{154}Gd ein Abfall des Wirkungsquerschnitts für inelastische Zerfälle von $J = 1$ -Zuständen. Um belastbare Aussagen über Gesetzmäßigkeiten der totalen und partiellen Wirkungsquerschnitte zu treffen, sind weitere Studien entlang der Isotopenkette nötig.

Abschließend ist zu erwähnen, dass die extrahierten Größen dieser Arbeit auf der Annahme reiner Kernanregungen von ^{154}Gd beruhen, abgesehen von den identifizierten Kontaminanten aus ^{12}C und ^{16}O . Mit der hohen Beimischung anderer Gadolinium-Isotope sind diese Annahmen möglicherweise nicht gerechtfertigt.

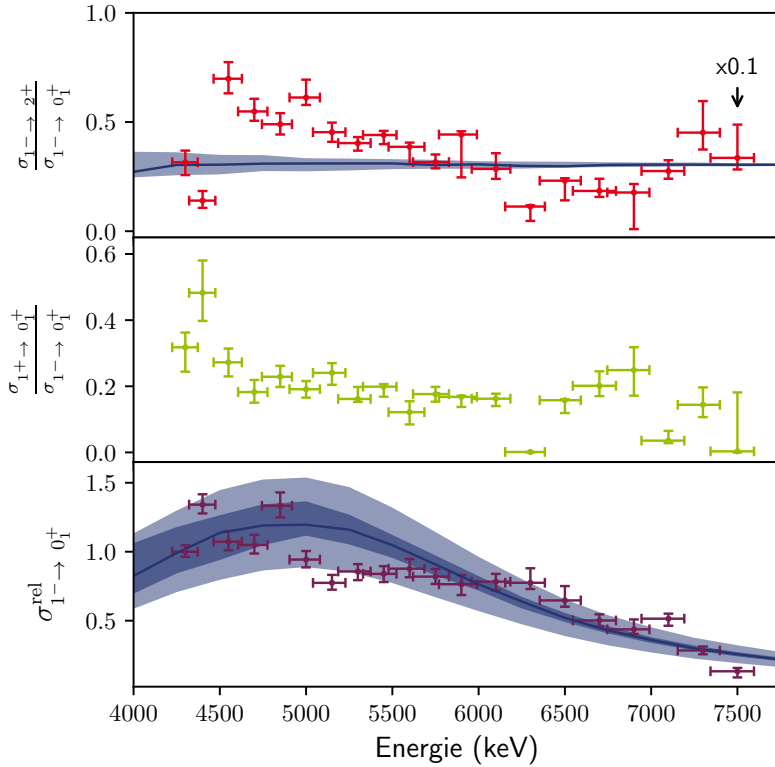


Abbildung 7.5.: Verzweungsverhältnisse (rot), elektromagnetische Dipolstärkenverhältnisse (grün) und relative Wirkungsquerschnitte (purpur) des Experiments an ^{154}Gd . Die Unsicherheit entlang der Energieachse beschreibt das FWHM des Photonenstrahls. Die Ergebnisse der statistischen Modell-Simulation von ^{154}Gd sind in blau dargestellt. Die verwendete Zustandsdichte entspricht dem BSFG-Modell und die Stärkeverteilung entspricht der SLO-Näherung. Die blau schattierte Fläche ist durch die Porter-Thomas-Fluktuation der Übergangsbreite und durch Abstoßung der Zustände durch die Wigner-Verteilung (dunkel) sowie die zusätzliche Unsicherheit aufgrund der Normierung (hell) gegeben.

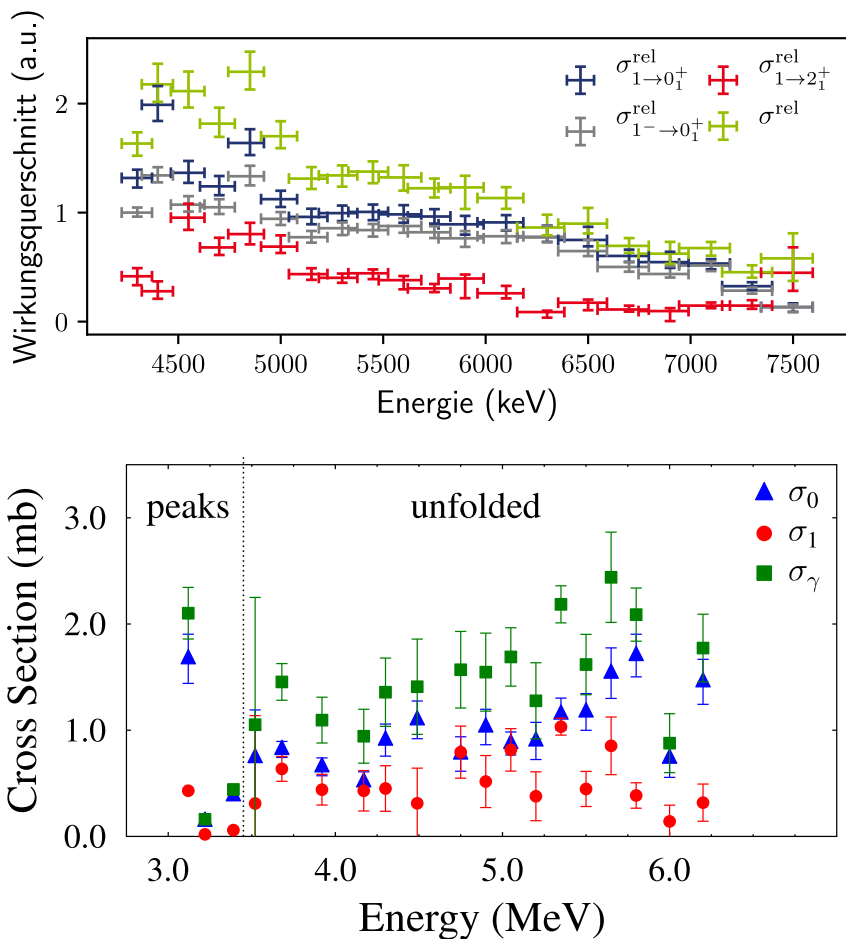


Abbildung 7.6.: Vergleich von Wirkungsquerschnitten von ^{154}Gd und ^{156}Gd . Oben: Ergebnisse dieser Arbeit. Unten: Energetischer Verlauf des Photonabsorptionswirkungsquerschnitts σ_γ und die Dekomposition in Zerfallsintensitäten zum Grundzustand σ_0 und zum ersten angeregten Zustand σ_1 , entspricht Abbildung 6 aus Ref. [222], reproduziert mit Erlaubnis, © Elsevier. Die Farbwahl der gezeigten Werte in beiden Bildern entspricht vergleichbaren Größen.



8. Fazit und Ausblick

In dieser Arbeit wurden zwei Experimente mit reellen Photonen zur Kernanregung genutzt, um das Übergangsverhalten von Kernzerfällen in gg-Kernen zu bestimmen. Der untersuchte Energiebereich der KRF-Experimente beschränkt sich auf den Bereich unterhalb der Teilchenseparationsschwelle.

Zum einen wurde der erste angeregte Zustand in ^{112}Sn erstmals mit der Methode der KRF vermessen. Hier stellt diese Arbeit bezüglich des $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ von ^{112}Sn den Auftakt einer Messreihe entlang der stabilen Zinnisotope dar. Unter Berücksichtigung von systematischen Effekten konnte die Übergangstärke $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+) = 0.214(11)e^2b^2$ extrahiert werden. Der Vergleich mit theoretischen Rechnungen und anderen experimentellen Daten zeigt Indizien für einen Unterschalenabschluss im Bereich von ^{116}Sn . Um diese Hypothese zu unterstützen, wurden im Frühjahr 2020 die Isotope ^{112}Sn und ^{116}Sn parallel in einem KRF-Experiment vermessen. In der noch folgenden Analyse dieser Daten wird der relative Verlauf der Übergangsstärke der Isotope ermittelt.

Zum anderen wurde erstmals die Dipolstärkeverteilung eines Korns am $N = 90$ -Quantenformphasenübergang von mittleren Energien bis zur Teilchenseparationsschwelle bestimmt. Es wurde der relative Verlauf der summierten integrierten Wirkungsquerschnitte für Dipolgrundzustandsübergänge im Bereich von 4.3 bis 7.5 MeV bestimmt. Weiterhin wurde im selben energetischen Bereich das mittlere Verzweigungsverhältnis von $1^- \rightarrow 2_1^+$ Übergängen im Vergleich zum elastischen Grundzustandsübergang von 1^- -Zuständen und das elektromagnetische Dipolstärkenverhältnis für ^{154}Gd ermittelt. Der Verlauf des Wirkungsquerschnitts für elastische Zerfälle von 1^- -Zuständen und deren mittleren Verzweigungsverhältnissen zum 2_1^+ -Zustand in ^{154}Gd wurde im Rahmen des statistischen Modells mit den extrahierten Daten verglichen. Es zeigt sich keine signifikante Abweichung der extrahierten Wirkungsquerschnitte für elastische Grundzustandsübergänge von 1^- -Zuständen zu den Ergebnissen der statistischen Modell-Simulation unter

Berücksichtigung der Porter-Thomas-Fluktuationen und der Zustandsabstoßung beschrieben durch die Wigner-Verteilung sowie der zusätzlichen Unsicherheit bezüglich der Normierung von Simulation und experimentellen Daten. Jedoch können zwei Strukturen im Bereich von 6000 – 7300 keV identifiziert werden. Diese, im Zusammenspiel mit einem geringen Verzweigungsverhältnis, könnten auf die Aufspaltung der PDR hindeuten. Zur Überprüfung dieser Hypothese sind weitere Experimente mit höherer Sensitivität erforderlich. Die extrahierten M1-Stärken wurden bislang noch nicht im Rahmen des statistischen Modells betrachtet. Hierbei muss künftig das Modell der Zustandsdichte an die extrahierte Paritätsasymmetrie des Experiments angepasst werden. Dafür muss das Programm *GMTCS* [204] erweitert werden, um die spezifische Paritätsasymmetrie des Experiments an ^{154}Gd in der Zustandsdichte abbilden zu können.

In dieser Arbeit wurde zusätzlich ein Aufbau für die Vermessung des photonen-induzierten Aufbruchs von Deuterium konzipiert und umgesetzt. Das Ziel dieser Messung stellt die Vermessung des Endpunkts des Bremsstrahlungsspektrums dar. Dieser ist essenzieller Bestandteil der Analyse von KRF-Experimenten. Die Ergebnisse einer ersten Teststrahlzeit wurden präsentiert. Der Endpunkt der Messungen der Teststrahlzeit konnte in dieser Arbeit nicht ermittelt werden. Dies ist vermutlich durch eine zu geringe Sensitivität des Aufbaus zu erklären. Dennoch zeigten sich qualitative Unterschiede beim Vergleich von verschiedenen Elektronenenergien auf den Radiatoren. Es wurden Optimierungsmöglichkeiten des Aufbaus diskutiert, welche in einer nächsten Strahlzeit überprüft werden könnten.

A. Spektren des Experiments an ^{112}Sn

Es werden die relevanten Ausschnitte der Spektren des Experiments an ^{112}Sn gezeigt.

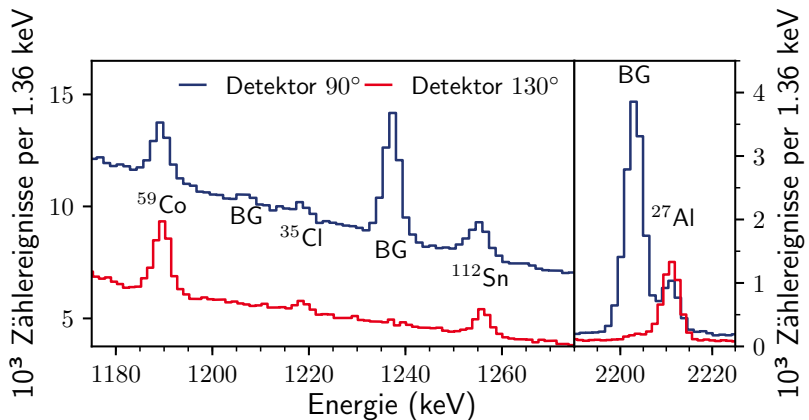


Abbildung A.1.: Spektren der HPGe-Detektoren des Experiments an ^{112}Sn . Dargestellt sind für beide Detektoren der energetisch relevante Bereich. Zu sehen sind die relevanten Resonanzen der Referenztargets (^{59}Co und ^{27}Al), sowie Untergrundpeaks (BG) und dem Peak des Zerfalls des 2_1^+ -Zustands in ^{112}Sn . Ebenso ist ein Übergang in ^{35}Cl zu sehen, welcher aus dem Material des Targetbehälters, PVC, stammt. Die Details der relevanten Übergänge sind in Tabelle 6.1 gegeben.



B. Spektren des Experiments an ^{154}Gd

B.1. Strahlspektren des ^{154}Gd Experiments

Hier sind die entfalteten Strahlspektren aus Abbildung 7.3 nochmals einzeln aufgeführt. Die Spektren wurden mit dem Code *horst* [200] entfaltet. Es wurden jeweils 10^6 Monte-Carlo-Iterationen zur Entfaltung der Spektren durchgeführt. Zur Beschreibung des entfalteten Spektrums wurde Gleichung 7.6 verwendet. Die Unsicherheit der Entfaltung sowie der angepassten Funktion ist schattiert dargestellt. Bei 1% Photonenstrahlintensität ist eine vertikale Linie eingezeichnet, welche die obere Grenze der Analyse der Wirkungsquerschnitte des jeweiligen Strahleinstellung darstellt.

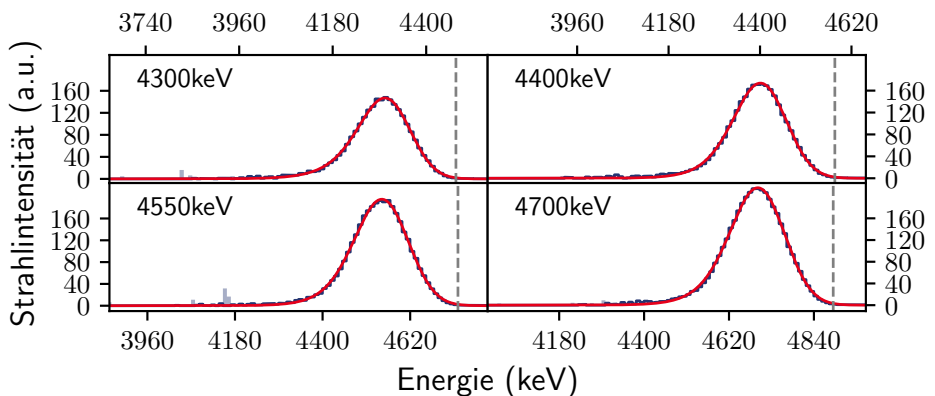


Abbildung B.1.: Entfaltetes Photonenstrahlspektrum für die Zentroidenergien 4300 keV, 4400 keV, 4550 keV und 4700 keV in blau mit dem Fit in rot.

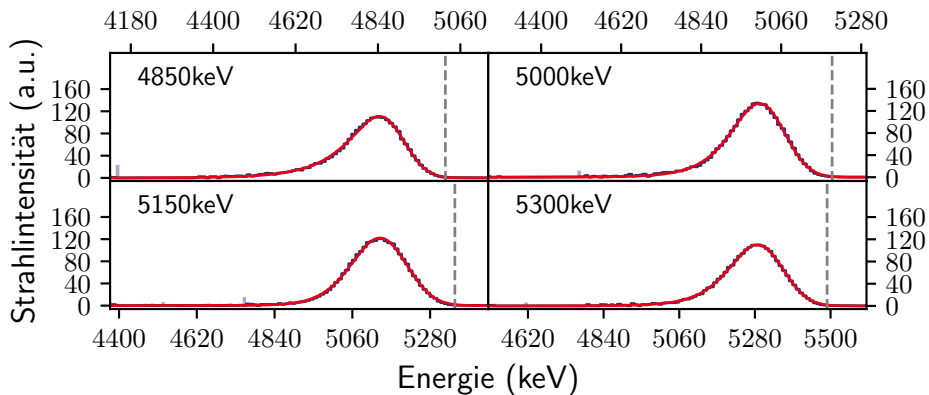


Abbildung B.2.: Entfaltetes Photonenstrahlspektrum für die Zentroidenergien 4850 keV, 5000 keV, 5150 keV und 5300 keV in blau mit dem Fit in rot.

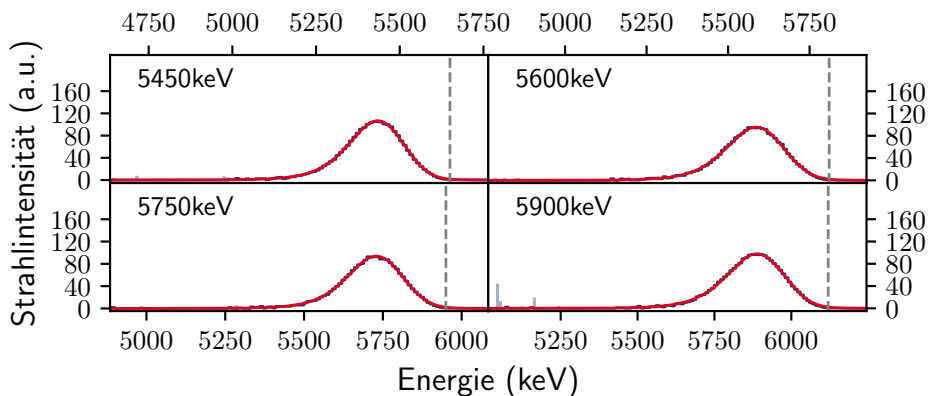


Abbildung B.3.: Entfaltetes Photonenstrahlspektrum für die Zentroidenergien 5450 keV, 5600 keV, 5750 keV und 5900 keV in blau mit dem Fit in rot.

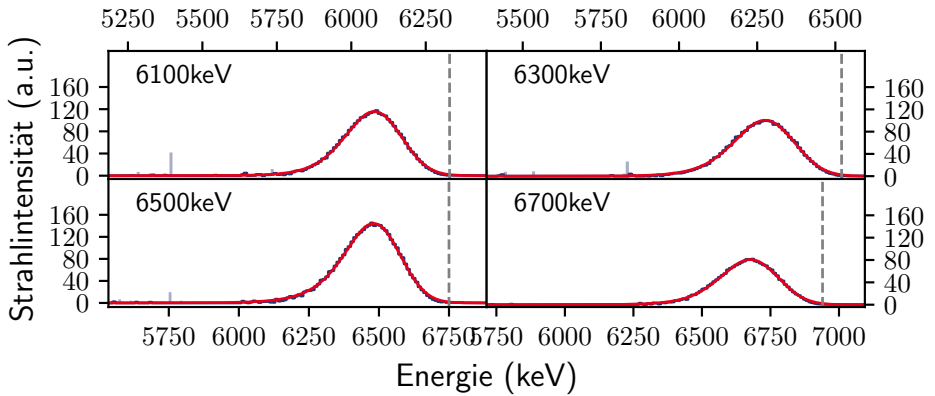


Abbildung B.4.: Entfaltetes Photonenstrahlspektrum für die Zentroidenergien 6100 keV, 6300 keV, 6500 keV und 6700 keV in blau mit dem Fit in rot.

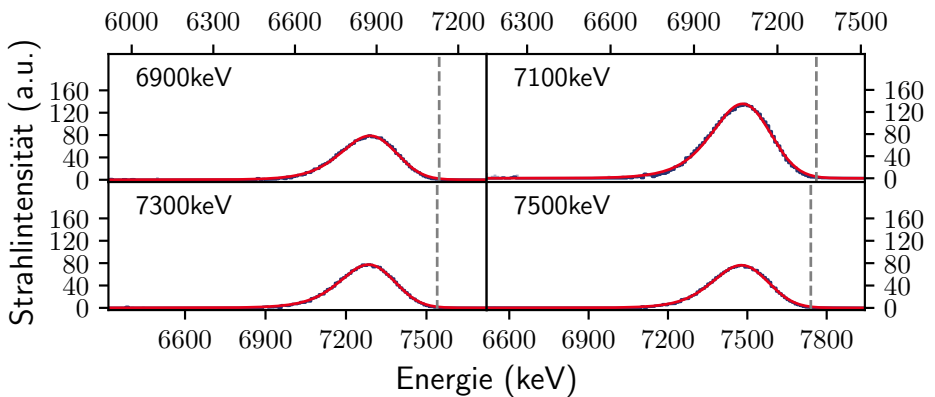


Abbildung B.5.: Entfaltetes Photonenstrahlspektrum für die Zentroidenergien 6900 keV, 7100 keV, 7300 keV und 7500 keV in blau mit dem Fit in rot.

B.2. Entfaltete Spektren der LaBr-Detektoren des Experiments an ^{154}Gd -Spektren

Hier sind die entfalteten Spektren des Experiments aller LaBr-Detektoren gezeigt, ebenfalls ist das gemessene Spektrum jedes Detektors dargestellt sowie die angepasste Funktion und deren Dekomposition. Die Unsicherheit des entfalteten Spektrums sowie die Unsicherheiten der Modellfunktionen sind schattiert dargestellt. Die schattierte Unsicherheit bezüglich der entfalteten Spektren ist nochmals aufgeteilt in die Unsicherheit der Entfaltung der LaBr-Spektren (dunkel) und in die Unsicherheit der Entfaltung des Strahlspektrums im 0° -Detektor (hell).

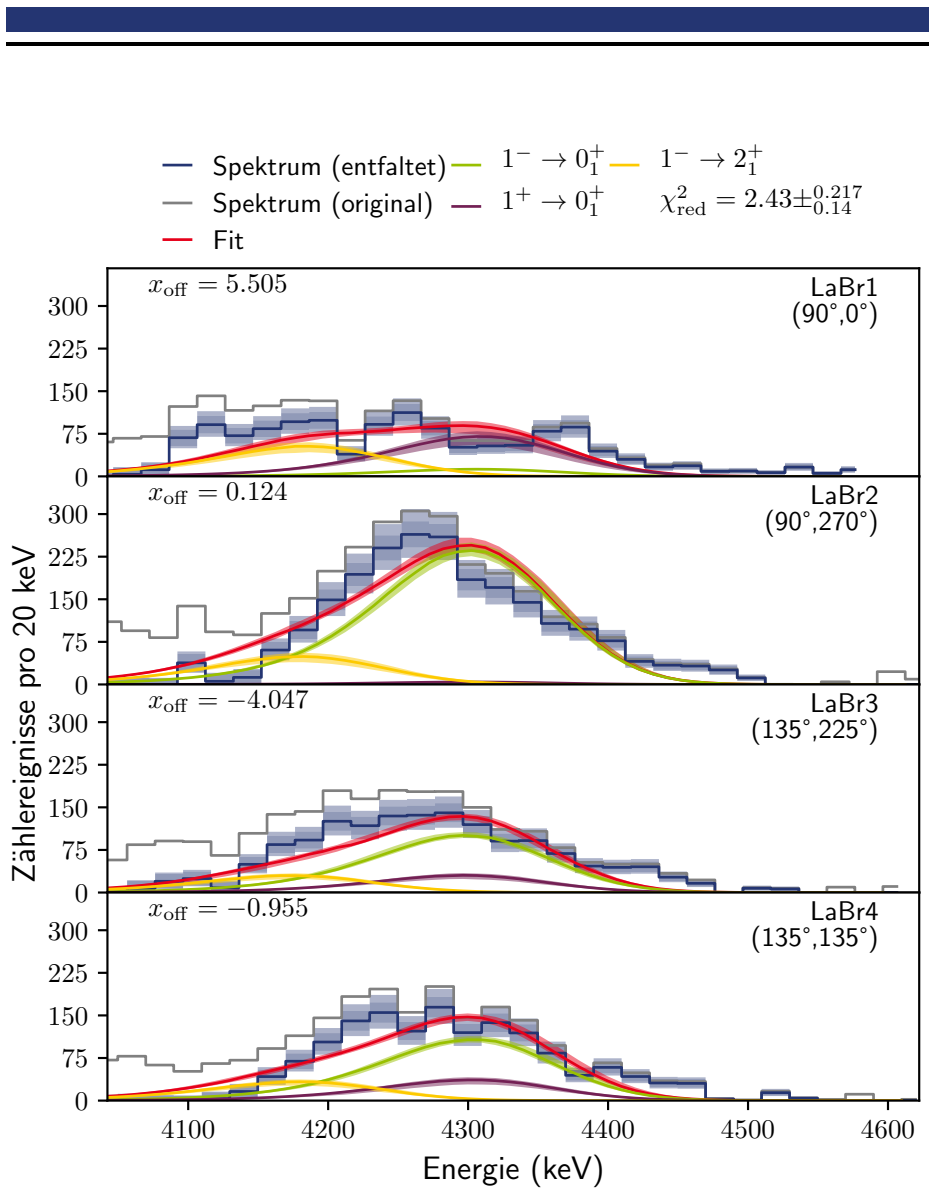


Abbildung B.6.: Entfaltete Spektren der LaBr-Detektoren mit der angepassten Funktion und deren Dekomposition, Zentroidenergie 4300 keV

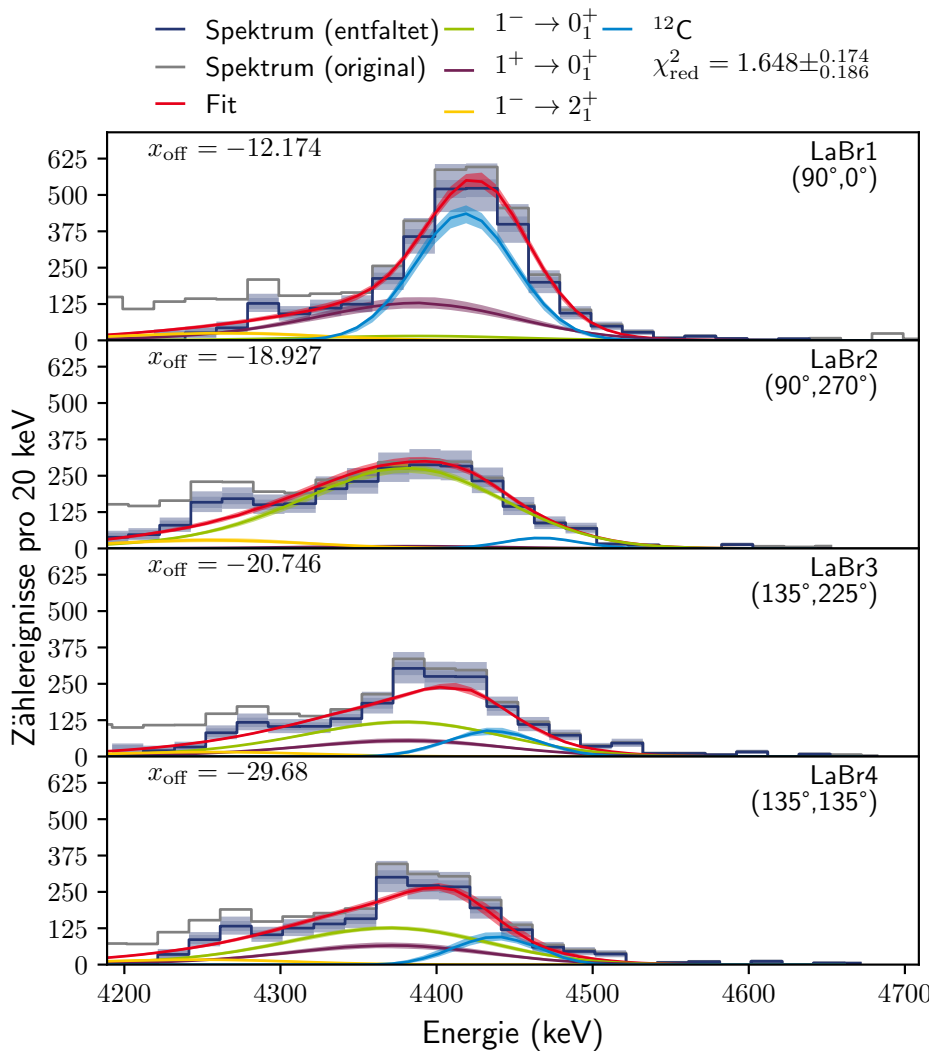


Abbildung B.7.: Entfaltete Spektren der LaBr-Detektoren mit der angepassten Funktion und deren Dekomposition, Zentroidenergie 4400 keV

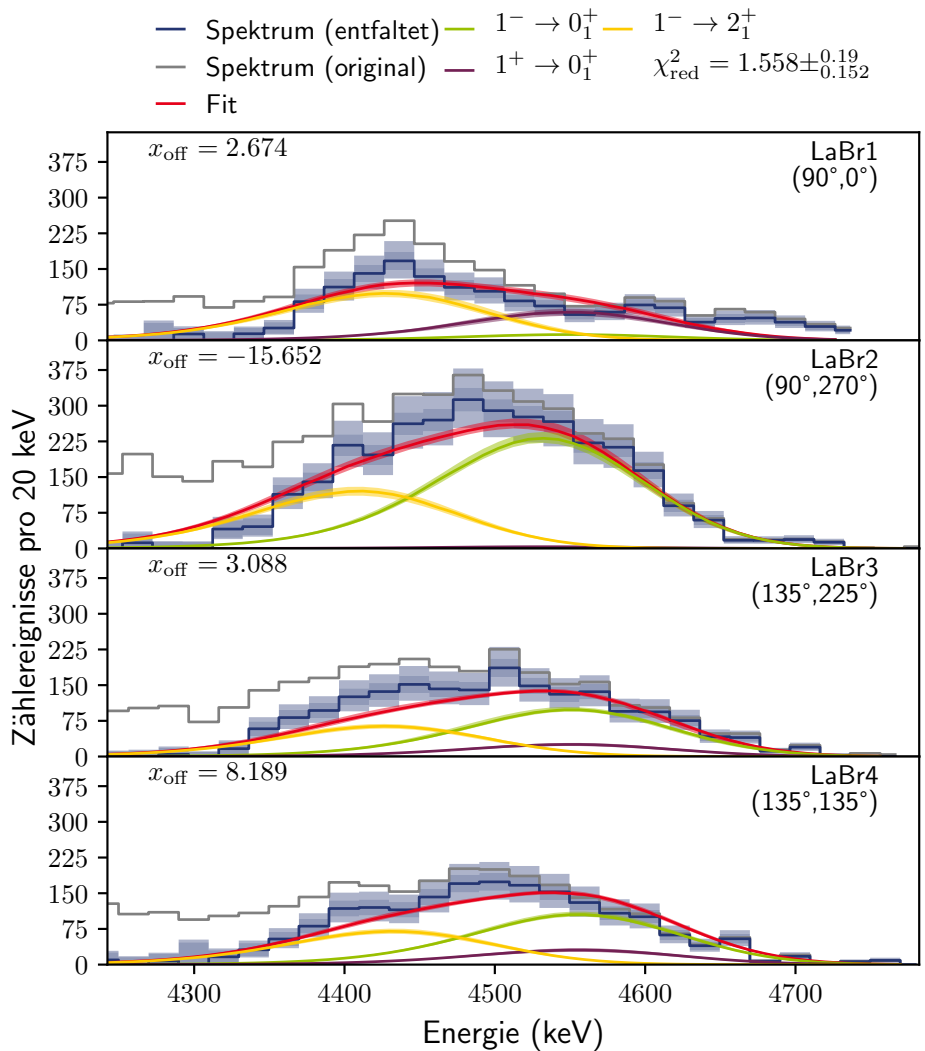


Abbildung B.8.: Entfaltete Spektren der LaBr-Detektoren mit der angepassten Funktion und deren Dekomposition, Zentroidenergie 4550 keV

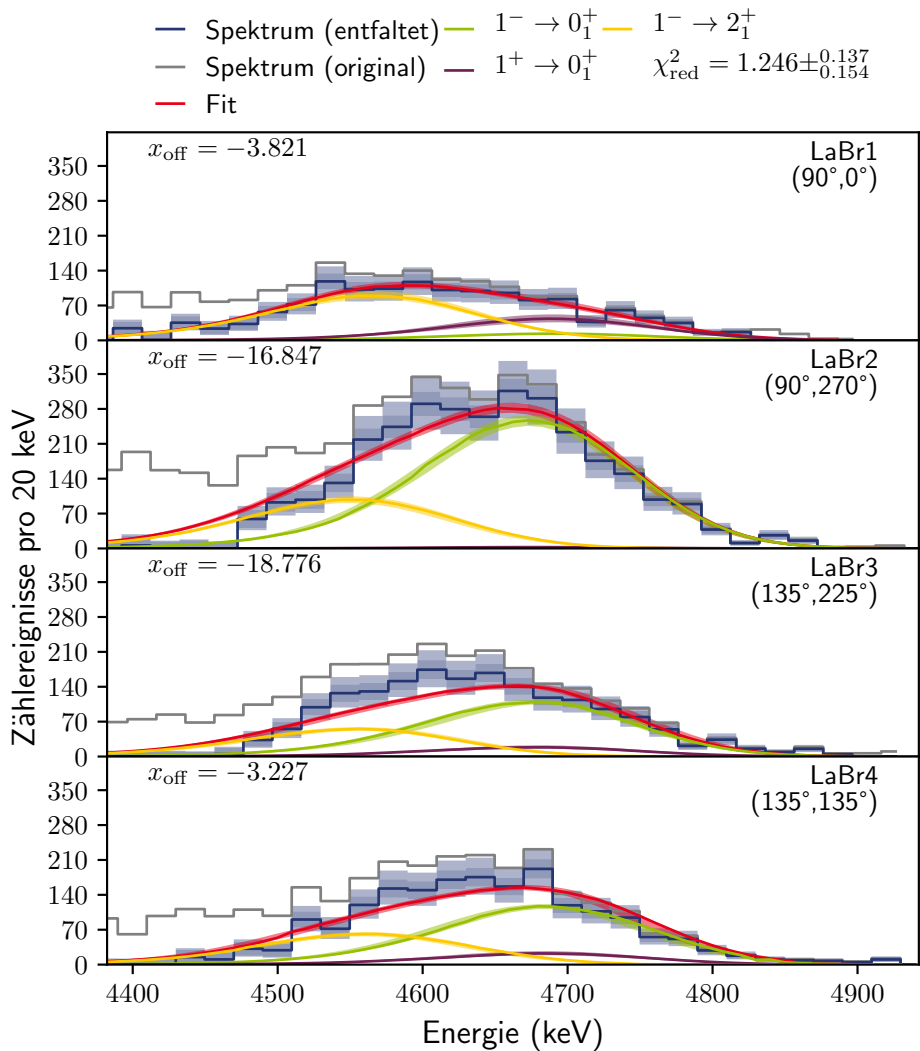


Abbildung B.9.: Entfaltete Spektren der LaBr-Detektoren mit der angepassten Funktion und deren Dekomposition, Zentroidenergie 4700 keV

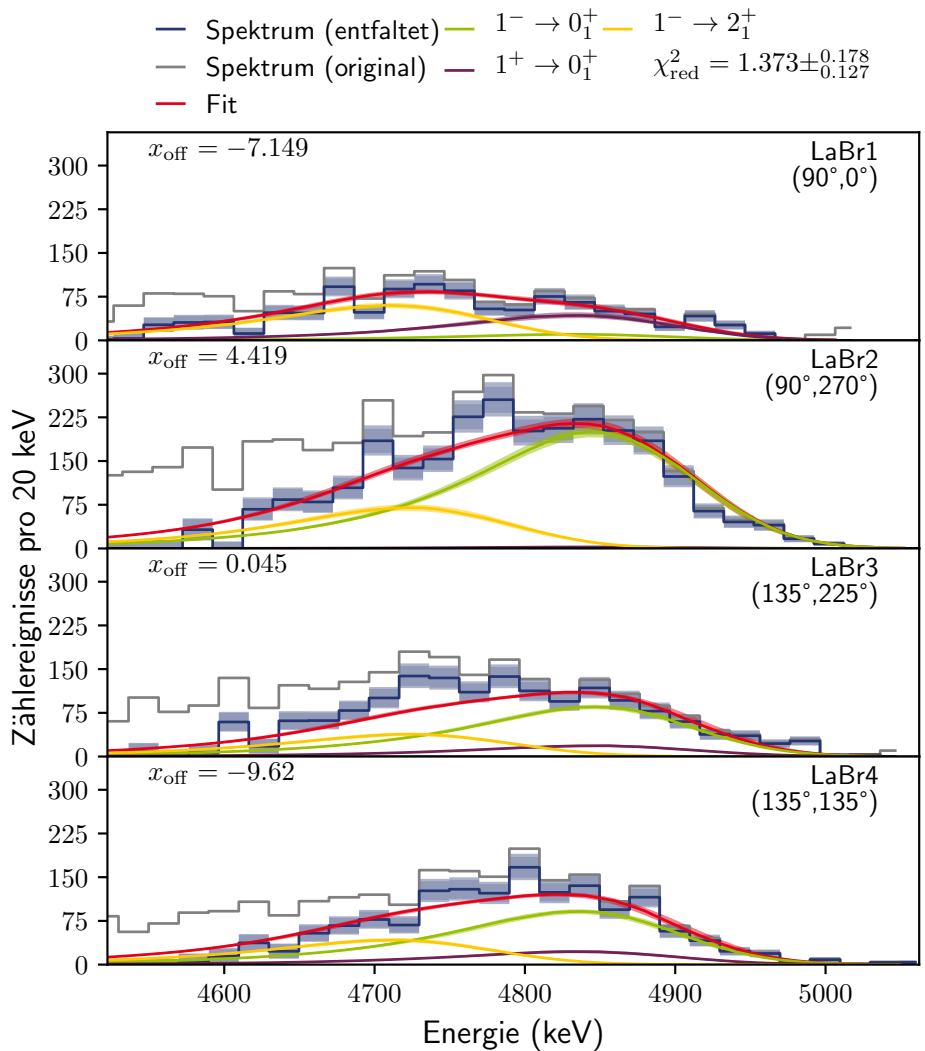


Abbildung B.10.: Entfaltete Spektren der LaBr-Detektoren mit der angepassten Funktion und deren Dekomposition, Zentroidenergie 4850 keV

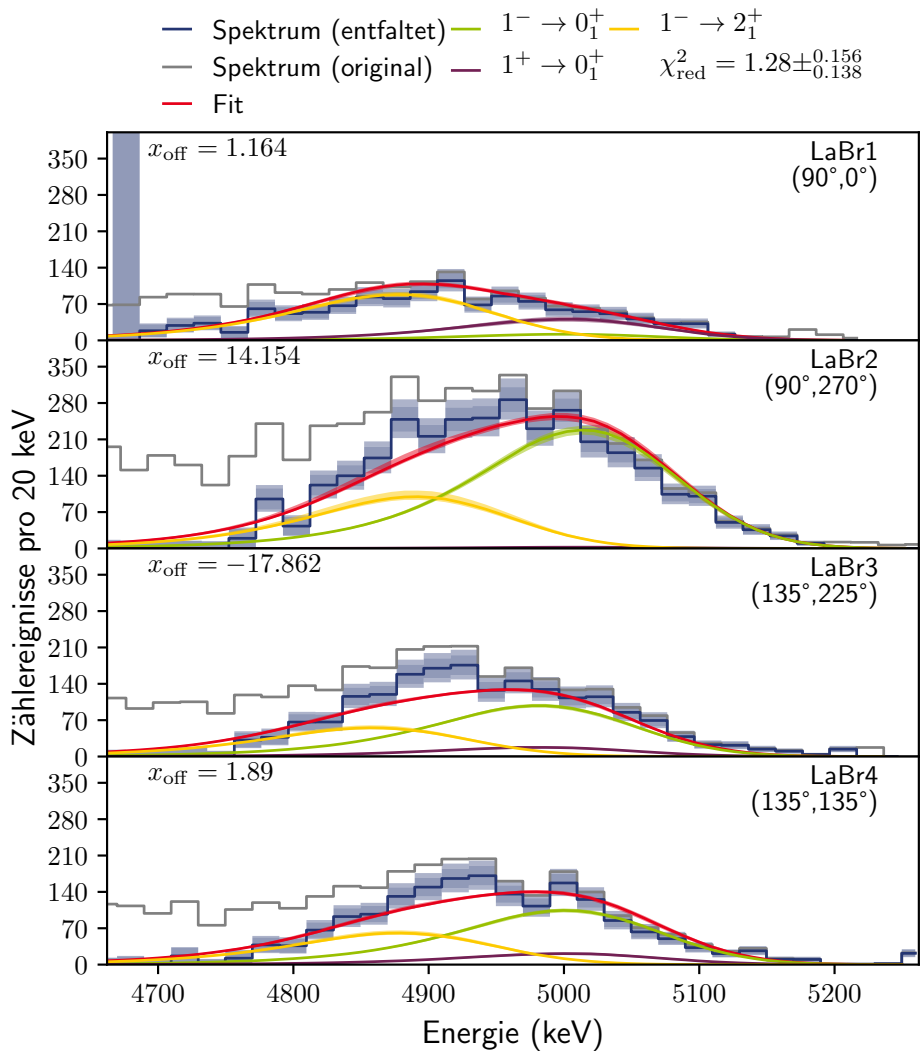


Abbildung B.11.: Entfaltete Spektren der LaBr-Detektoren mit der angepassten Funktion und deren Dekomposition, Zentroidenergie 5000 keV

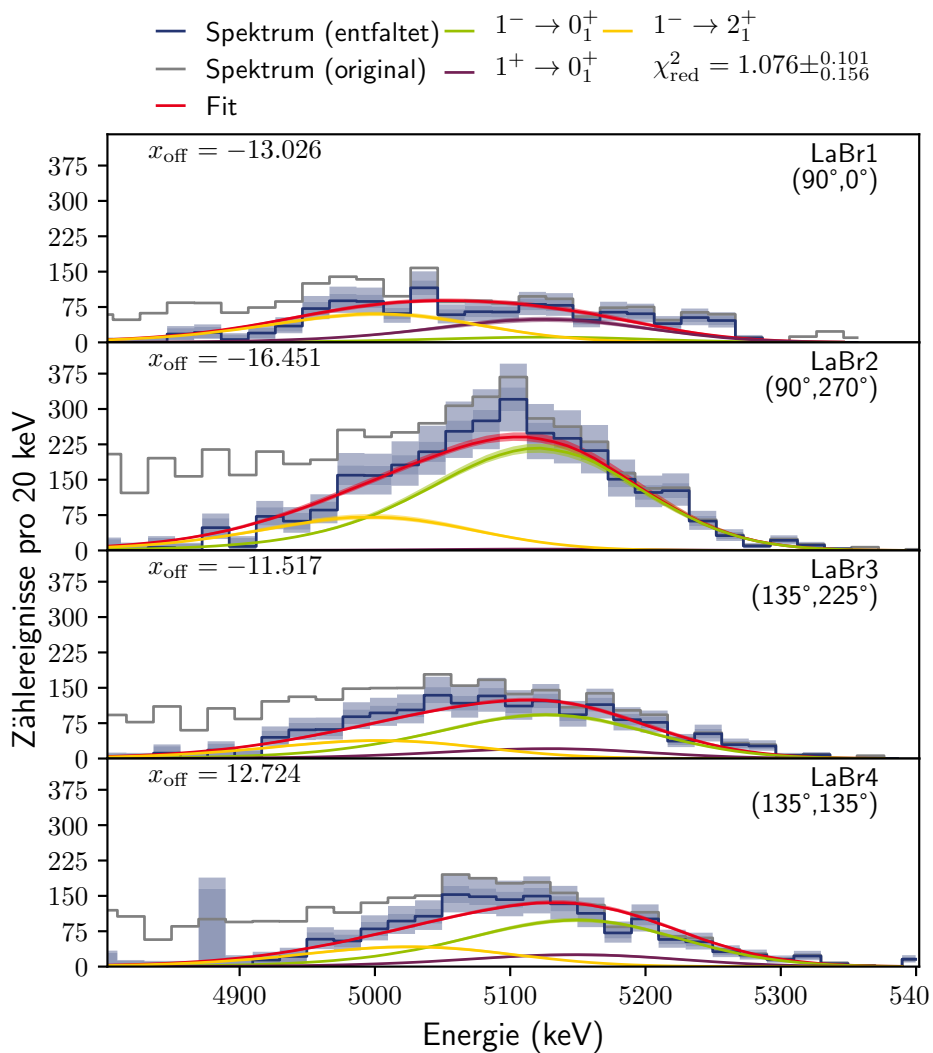


Abbildung B.12.: Entfaltete Spektren der LaBr-Detektoren mit der angepassten Funktion und deren Dekomposition, Zentroidenergie 5150 keV

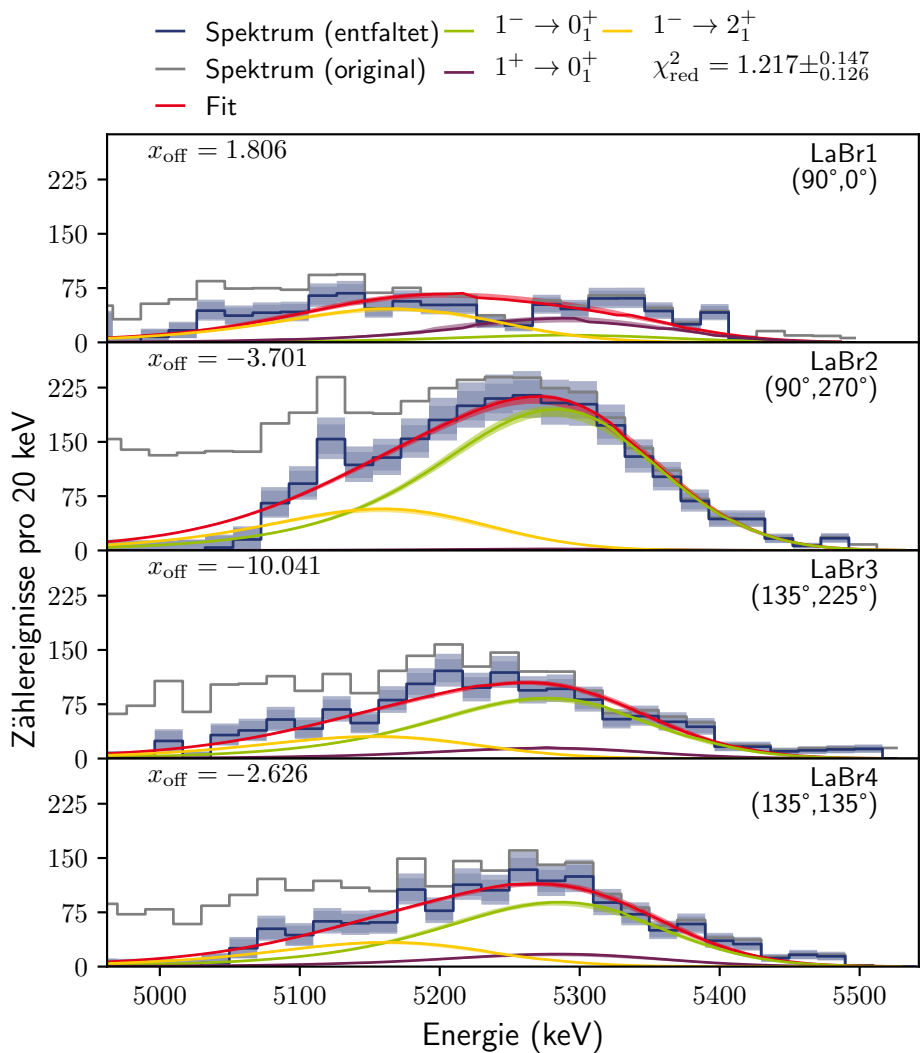


Abbildung B.13.: Entfaltete Spektren der LaBr-Detektoren mit der angepassten Funktion und deren Dekomposition, Zentroidenergie 5300 keV

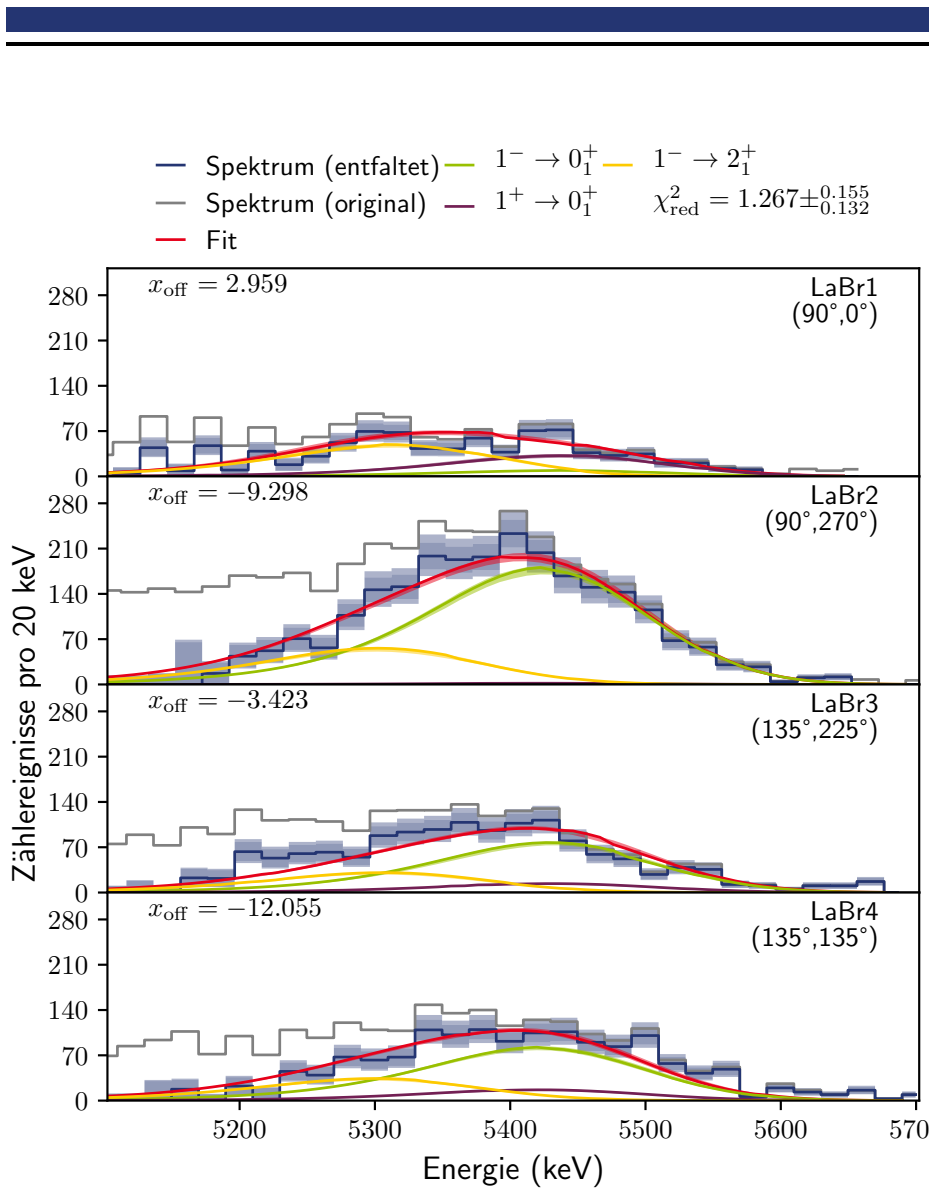


Abbildung B.14.: Entfaltete Spektren der LaBr-Detektoren mit der angepassten Funktion und deren Dekomposition, Zentroidenergie 5450 keV

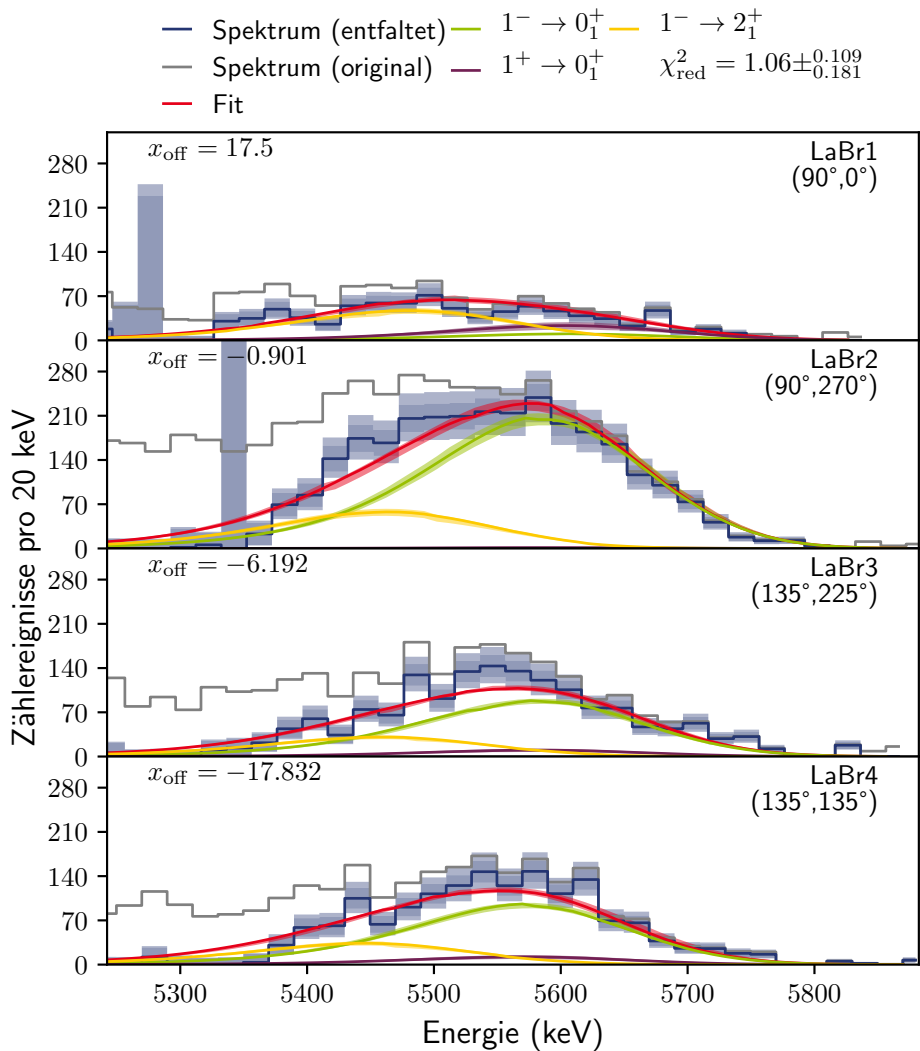


Abbildung B.15.: Entfaltete Spektren der LaBr-Detektoren mit der angepassten Funktion und deren Dekomposition, Zentroidenergie 5600 keV

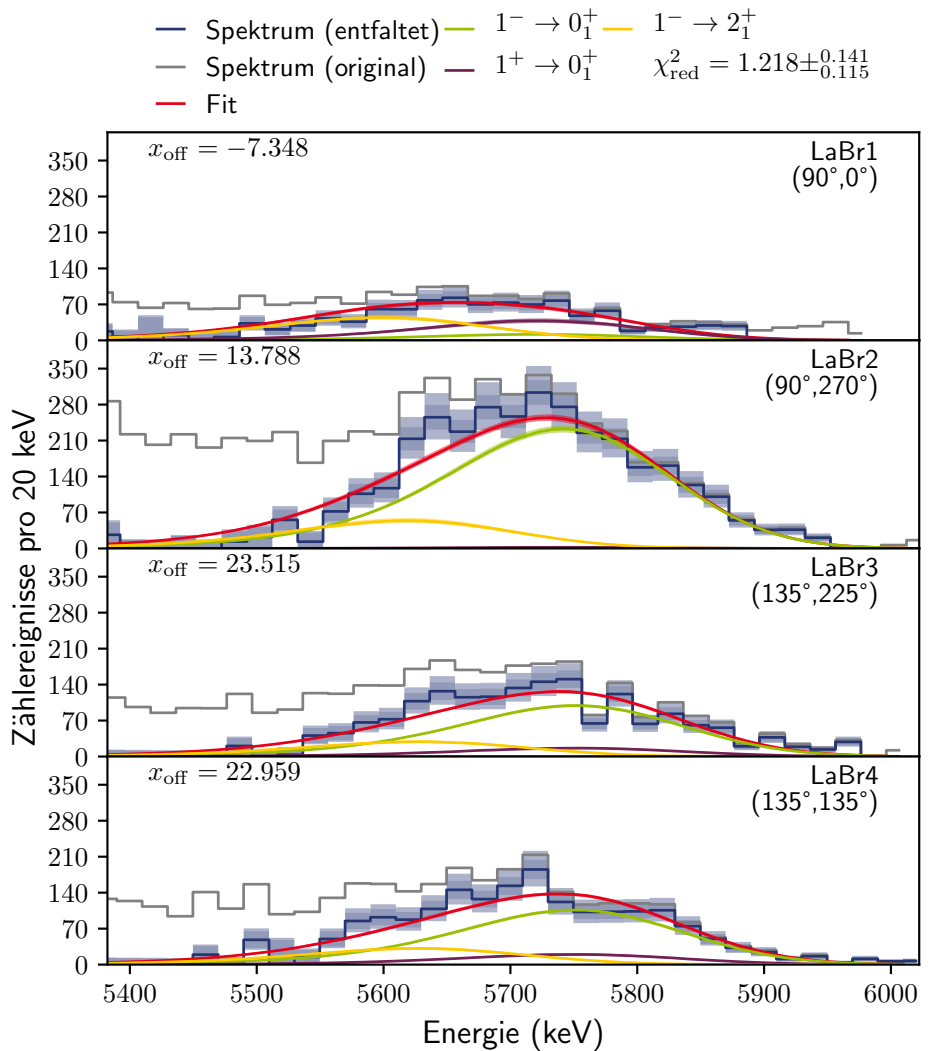


Abbildung B.16.: Entfaltete Spektren der LaBr-Detektoren mit der angepassten Funktion und deren Dekomposition, Zentroidenergie 5750 keV

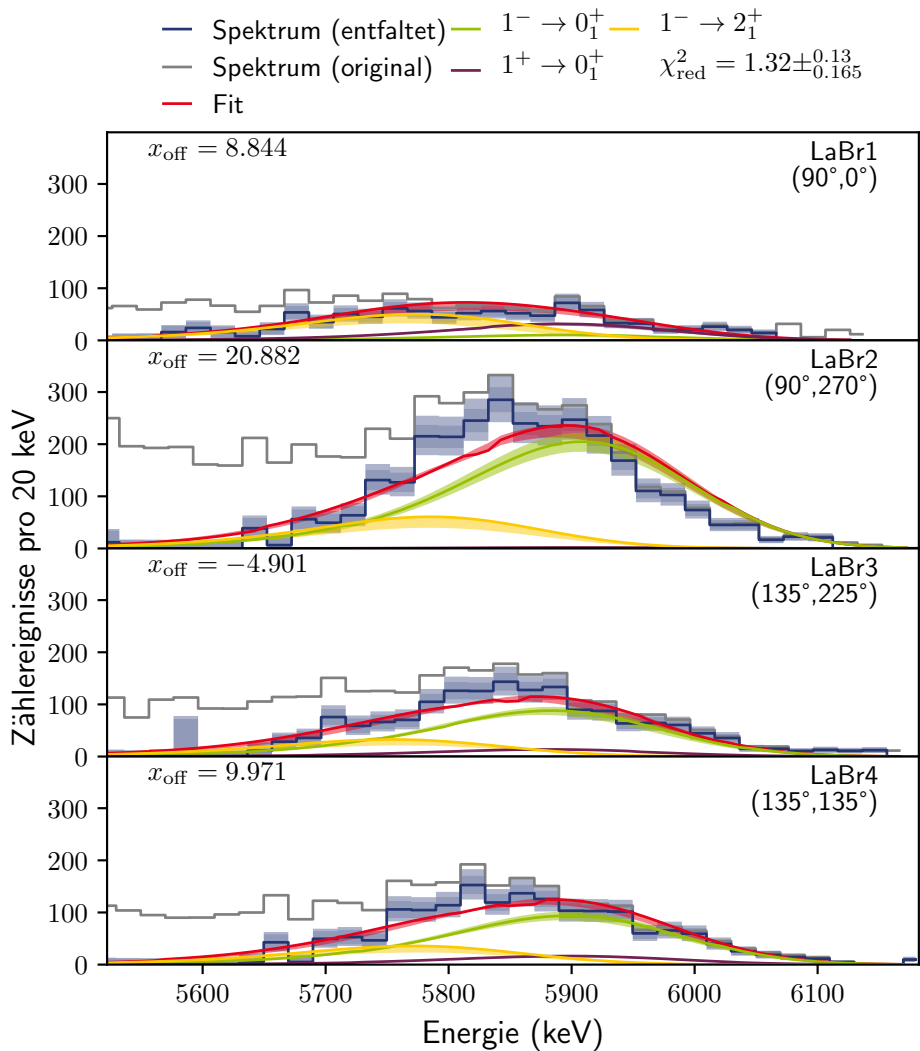


Abbildung B.17.: Entfaltete Spektren der LaBr-Detektoren mit der angepassten Funktion und deren Dekomposition, Zentroidenergie 5900 keV

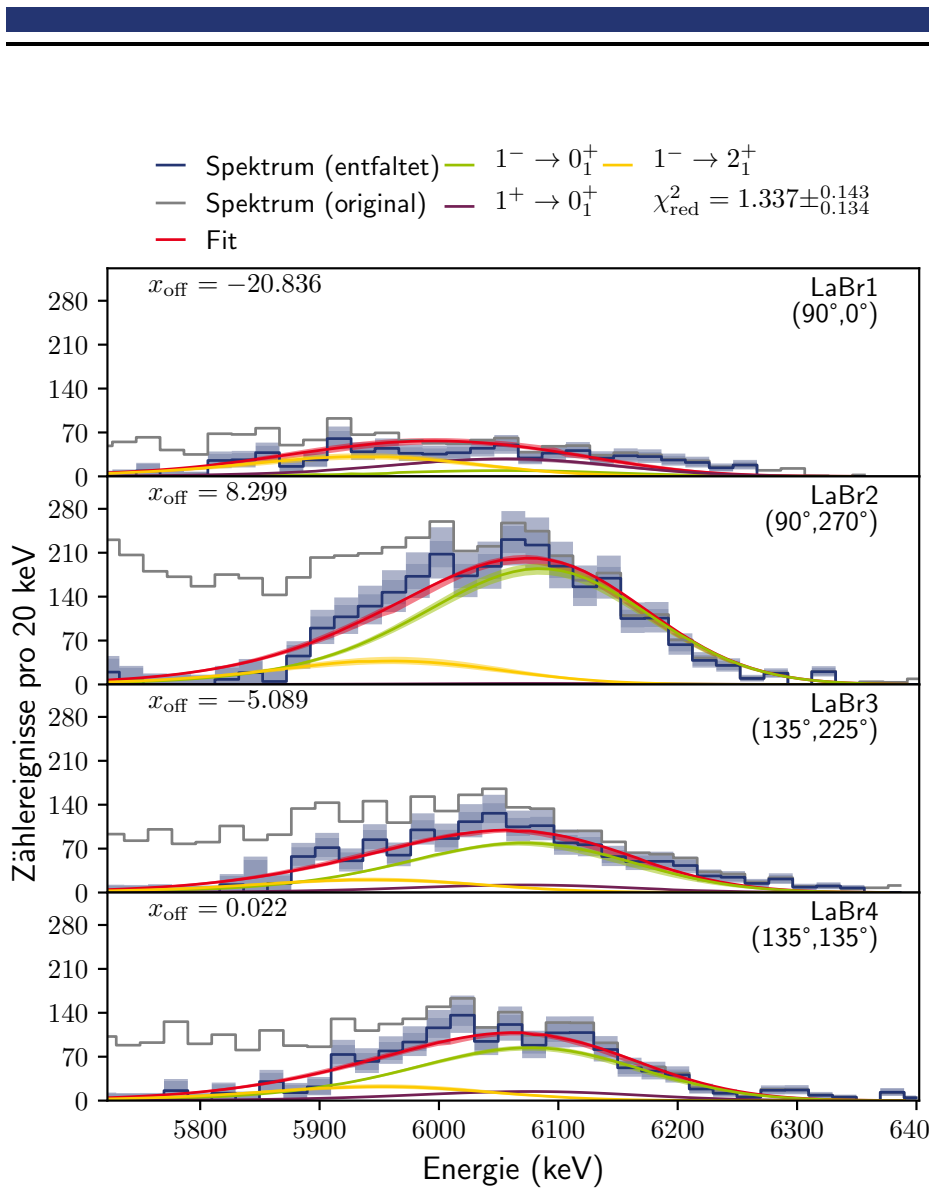


Abbildung B.18.: Entfaltete Spektren der LaBr-Detektoren mit der angepassten Funktion und deren Dekomposition, Zentroidenergie 6100 keV

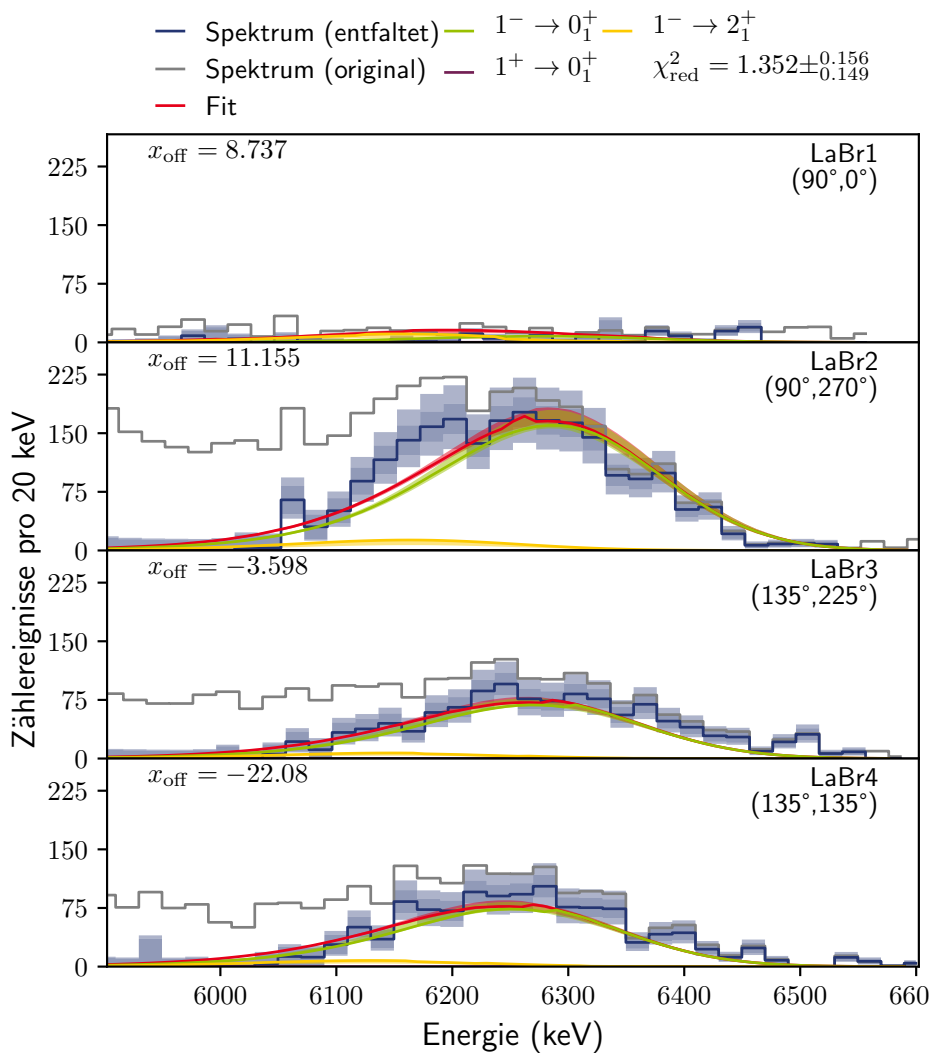


Abbildung B.19.: Entfaltete Spektren der LaBr-Detektoren mit der angepassten Funktion und deren Dekomposition, Zentroidenergie 6300 keV

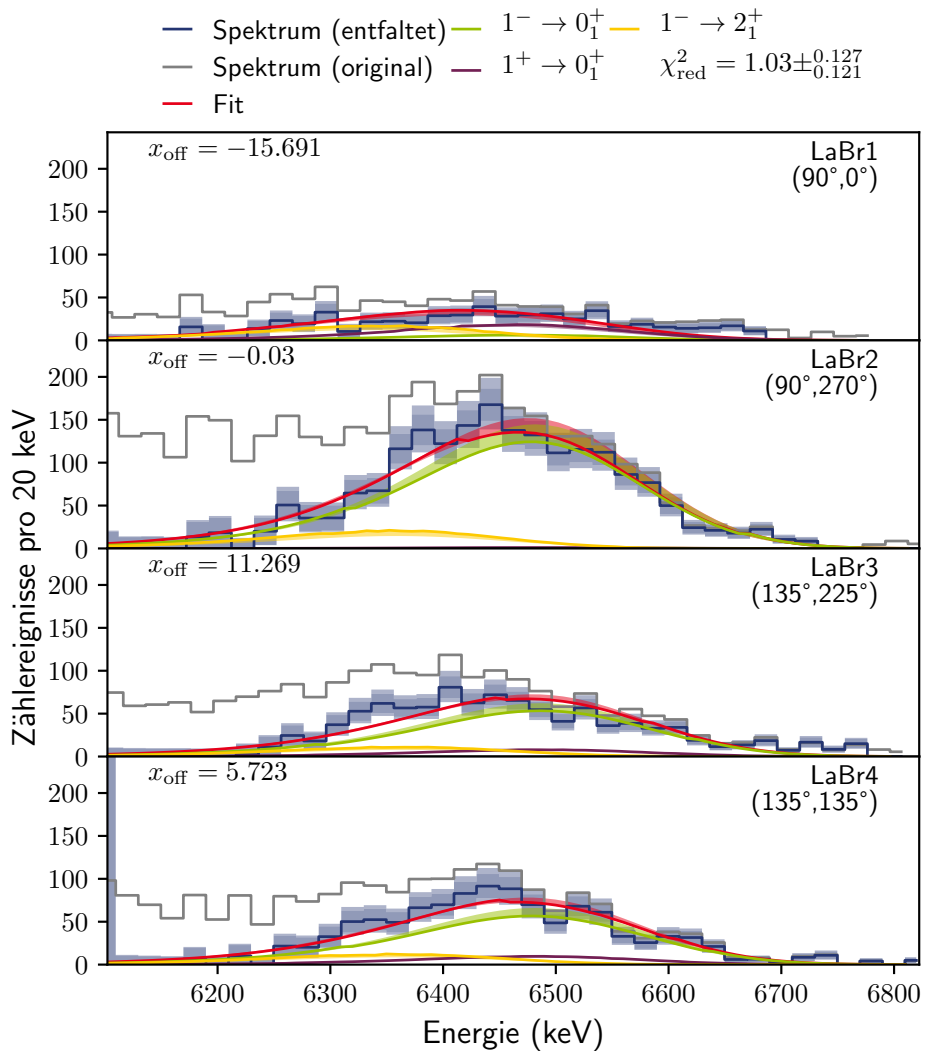


Abbildung B.20.: Entfaltete Spektren der LaBr-Detektoren mit der angepassten Funktion und deren Dekomposition, Zentroidenergie 6500 keV

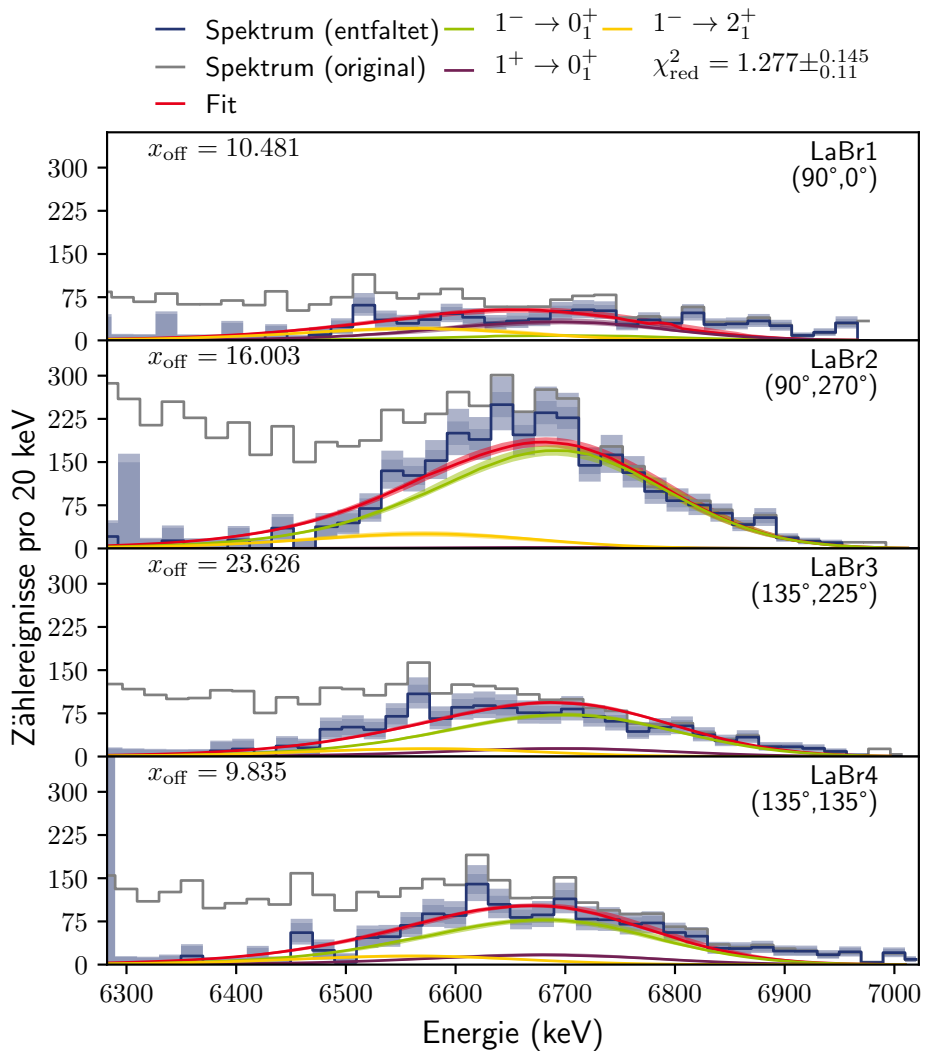


Abbildung B.21.: Entfaltete Spektren der LaBr-Detektoren mit der angepassten Funktion und deren Dekomposition, Zentroidenergie 6700 keV

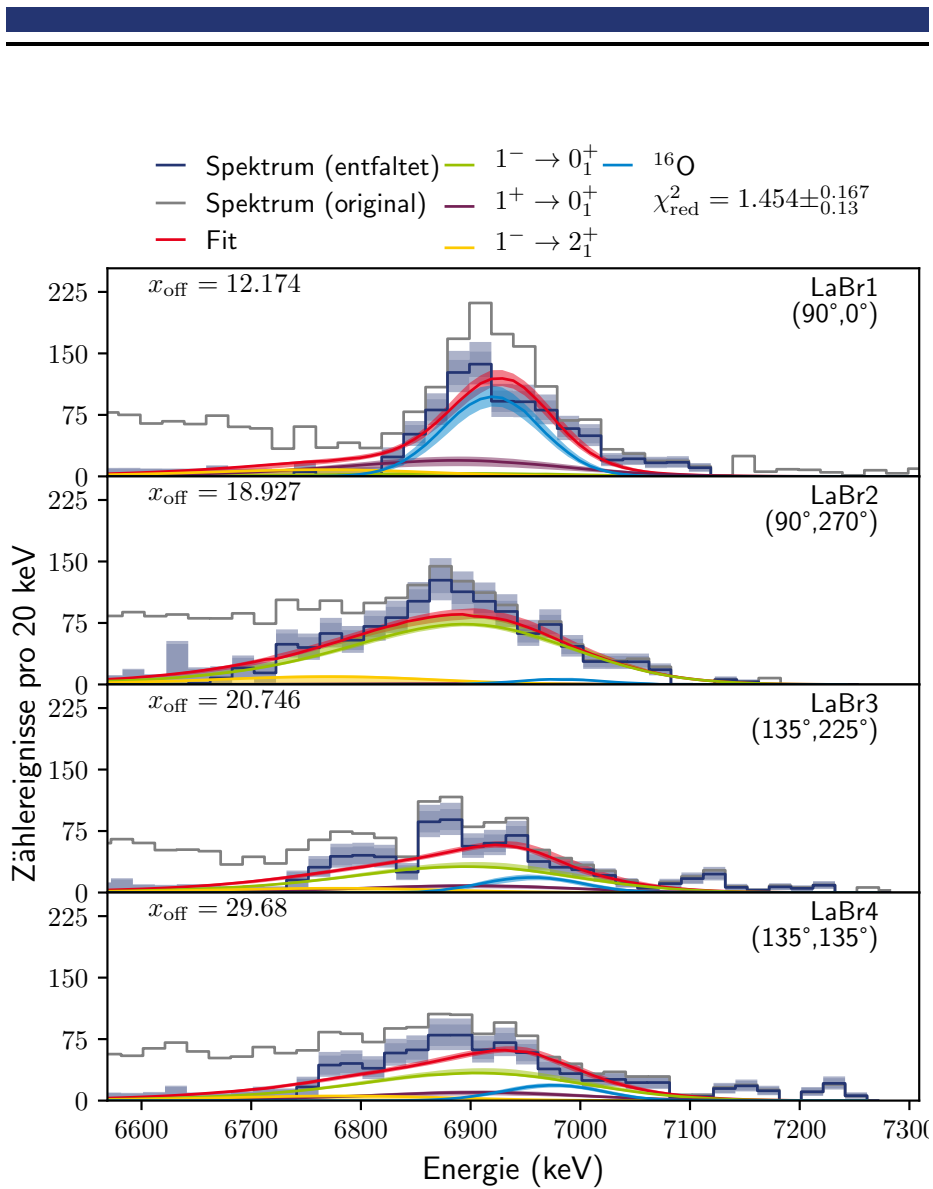
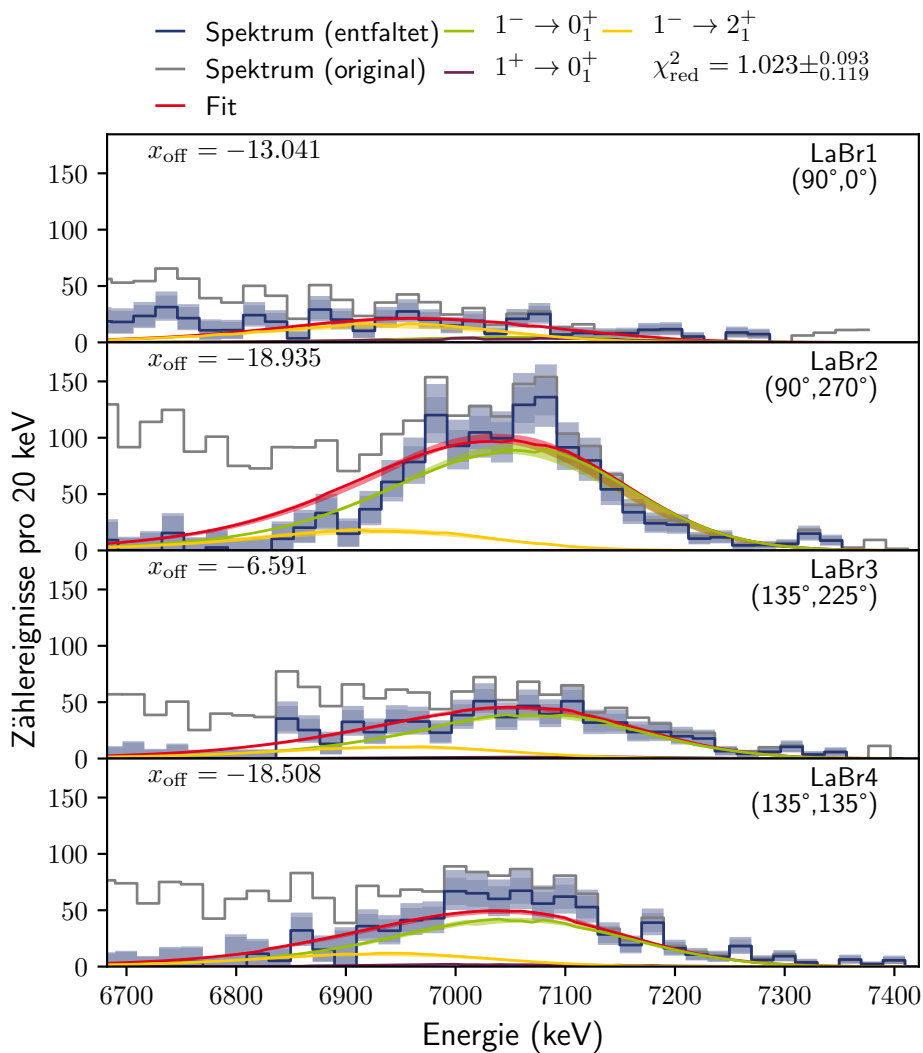


Abbildung B.22.: Entfaltete Spektren der LaBr-Detektoren mit der angepassten Funktion und deren Dekomposition, Zentroidenergie 6900 keV



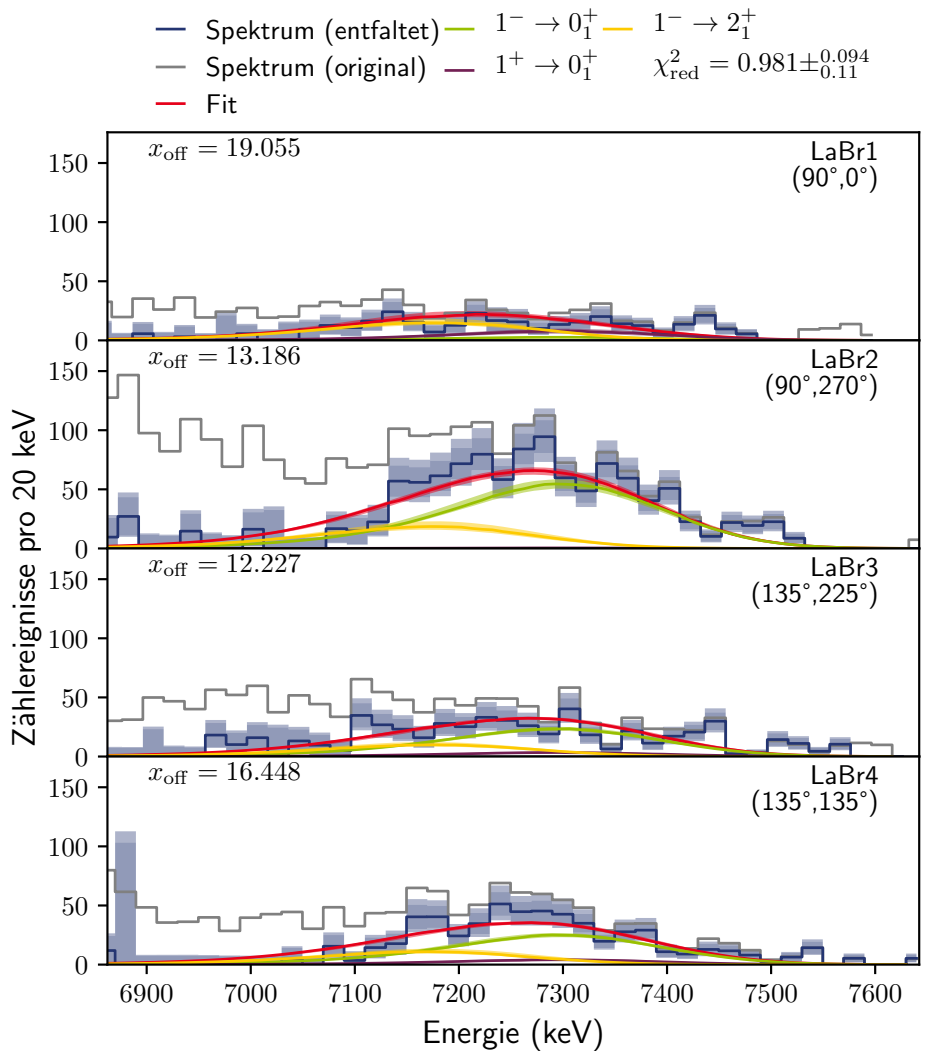


Abbildung B.24.: Entfaltete Spektren der LaBr-Detektoren mit der angepassten Funktion und deren Dekomposition, Zentroidenergie 7300 keV

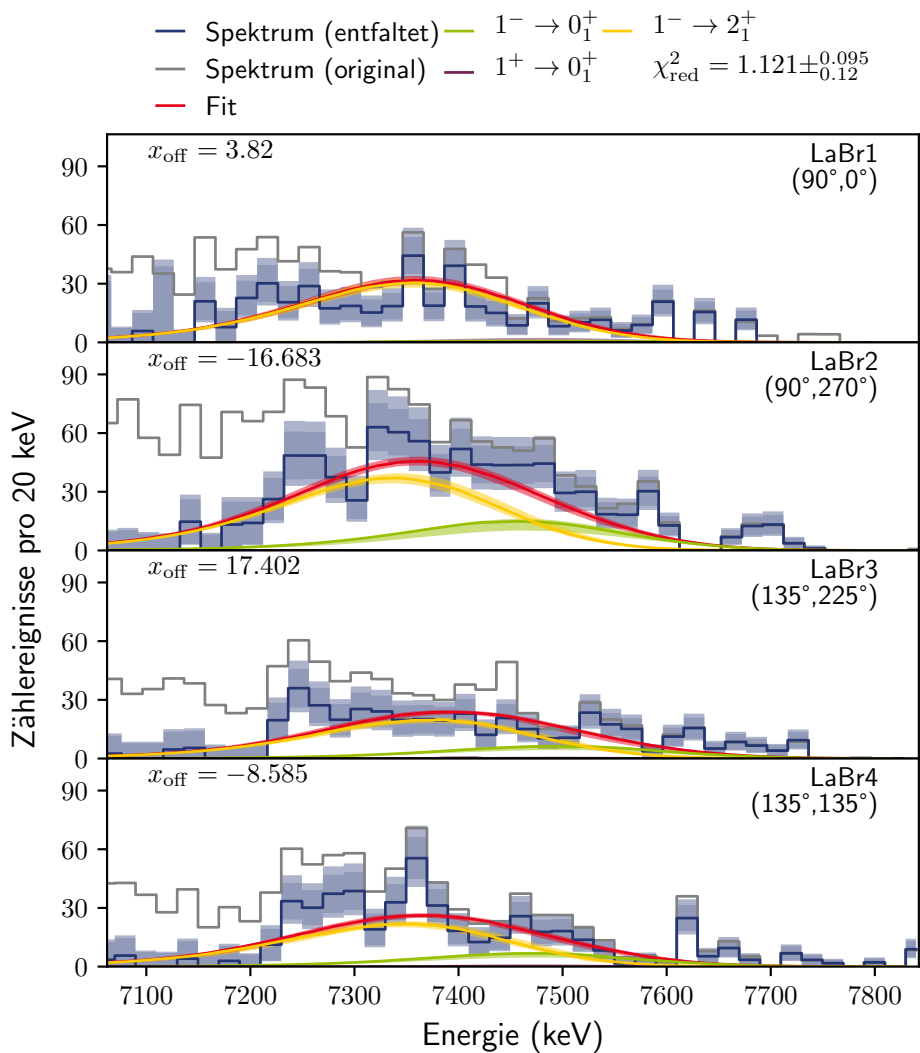


Abbildung B.25.: Entfaltete Spektren der LaBr-Detektoren mit der angepassten Funktion und deren Dekomposition, Zentroidenergie 7500 keV

C. Technische Zeichnungen und dreidimensionale CAD-Darstellungen der Vakuumkammer

In diesem Kapitel sind technische Zeichnungen des Aufbaus zur Vermessung des photoneninduzierten Aufbruchs von Deuterium abgebildet. Alle Abbildungen wurden mit NX9 [225, 226] erstellt.

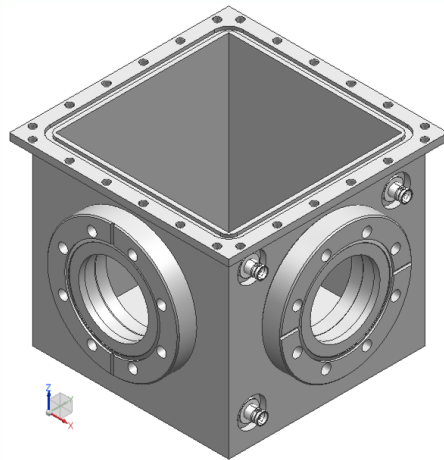


Abbildung C.1.: Dreidimensionale CAD-Darstellung der Vakuumkammer.

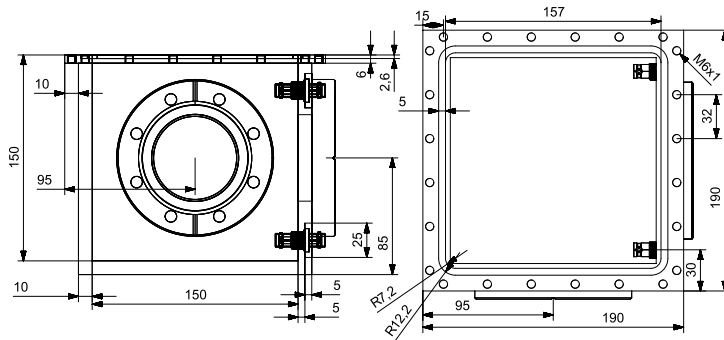


Abbildung C.2.: Vereinfachte technische Zeichnung der Vakuumkammer mit Längenangaben in mm .

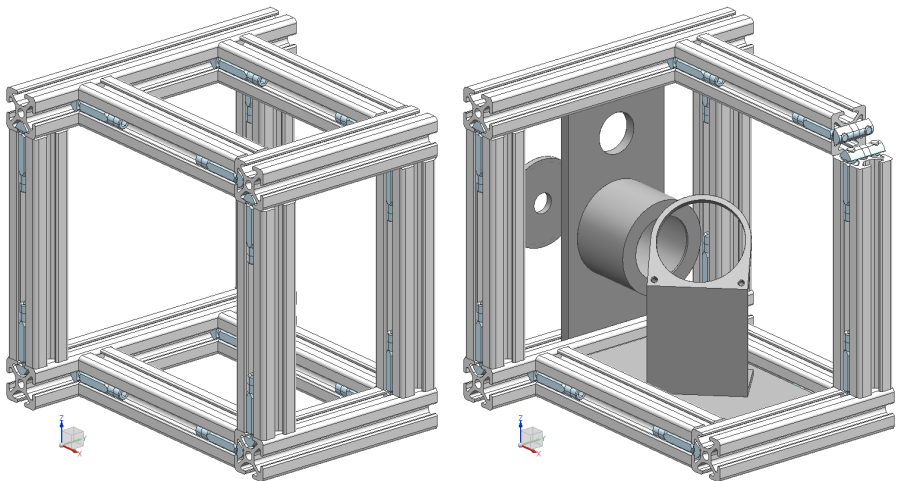


Abbildung C.3.: Dreidimensionale CAD-Darstellung des Rahmens der Vakuumkammer. Gezeigt ist rechts der vollständige Rahmen und links die Targetheraltung und das Detektorgehäuse montiert.

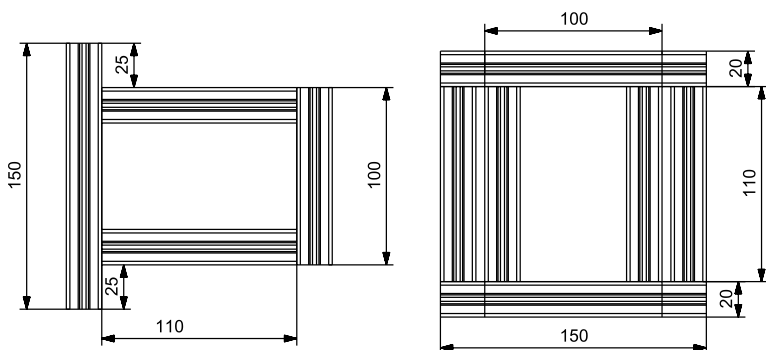


Abbildung C.4.: Vereinfachte technische Zeichnung des Rahmens der Vakuumkammer mit Längenangaben in mm.

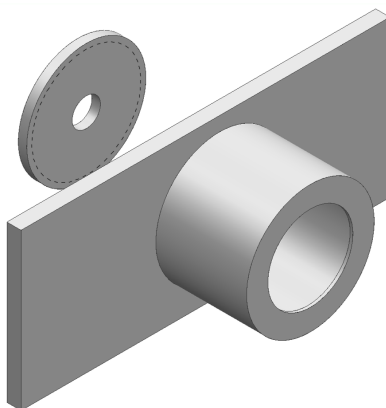


Abbildung C.5.: Dreidimensionale CAD-Darstellung der Detektorhalterung. Das Feingewinde ist durch die gestrichelte Linie gekennzeichnet.

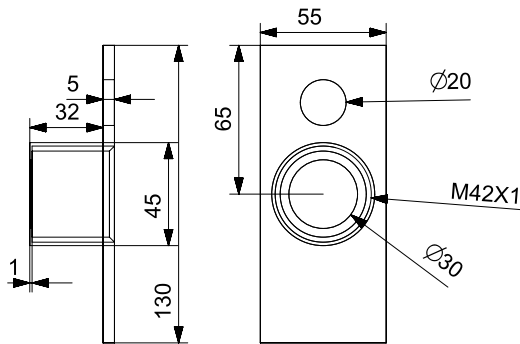


Abbildung C.6.: Vereinfachte technische Zeichnung der Detektorhalterung mit Längenangaben in mm.

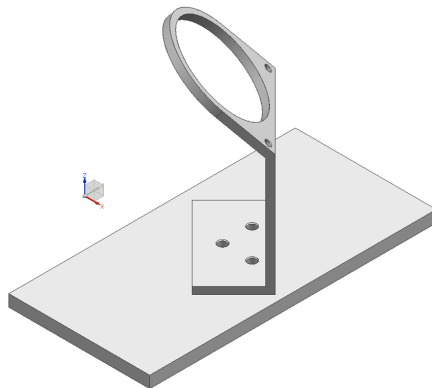


Abbildung C.7.: Dreidimensionale CAD-Darstellung der Targethalterung

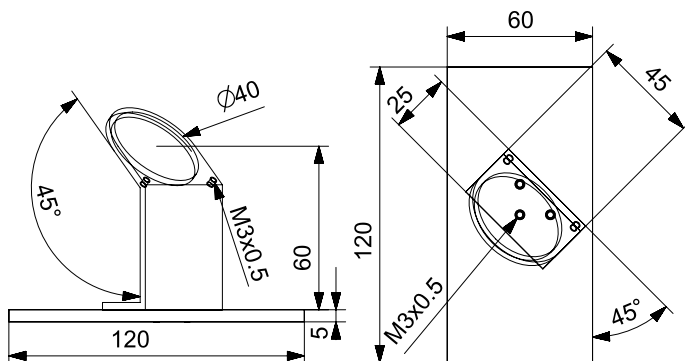


Abbildung C.8.: Vereinfachte technische Zeichnung der Targethalterung mit Längenangaben in mm und Winkeln in Grad.



Literaturverzeichnis

- [1] H. Becquerel, „Sur les radiations émises par phosphorescence“, C. R. Acad. Sci. **122**, 420 (1896).
- [2] J. Thomson, „XXIV. On the structure of the atom: an investigation of the stability and periods of oscillation of a number of corpuscles arranged at equal intervals around the circumference of a circle; with application of the results to the theory of atomic structure“, The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science **7**, 237 (1904).
- [3] E. Rutherford, „LXXIX. The scattering of α and β particles by matter and the structure of the atom“, The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science **21**, 669 (1911).
- [4] W. Heisenberg, „Über quantentheoretische Umdeutung kinematischer und mechanischer Beziehungen.“, Zeitschrift für Physik **33**, 879 (1925).
- [5] M. Born und P. Jordan, „Zur Quantenmechanik“, Zeitschrift für Physik **34**, 858 (1925).
- [6] M. Born, W. Heisenberg und P. Jordan, „Zur Quantenmechanik. II.“, Zeitschrift für Physik **35**, 557 (1926).
- [7] J. Chadwick, „The existence of a neutron“, Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character **136**, 692 (1932).
- [8] W. Heisenberg, „Über den Bau der Atomkerne. I“, Zeitschrift für Physik **77**, 1 (1932).
- [9] W. Heisenberg, „Über den Bau der Atomkerne. II“, Zeitschrift für Physik **78**, 156 (1932).
- [10] W. Heisenberg, „Über den Bau der Atomkerne. III“, Zeitschrift für Physik **80**, 587 (1933).

-
-
- [11] E. Caurier et al., „The shell model as a unified view of nuclear structure“, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 427 (2005).
- [12] J. W. Rohlf, *Modern Physics from α to Z^0* (John Wiley & Sons, Inc., 1994).
- [13] B. Povh et al., *Teilchen und Kerne: eine Einführung in die physikalischen Konzepte* (Springer-Verlag, 2013).
- [14] W. Marciano und H. Pagels, „Quantum chromodynamics“, *Nature* **279**, 479 (1979).
- [15] E. Epelbaum, H.-W. Hammer und U.-G. Meißner, „Modern theory of nuclear forces“, *Rev. Mod. Phys.* **81**, 1773 (2009).
- [16] F. Braun, „Über ein Verfahren zur Demonstration und zum Studium des zeitlichen Verlaufes variabler Ströme“, *Annalen der Physik* **296**, 552 (1897).
- [17] C. Vaman et al., „ $Z = 50$ Shell Gap near ^{100}Sn from Intermediate-Energy Coulomb Excitations in Even-Mass $^{106-112}\text{Sn}$ Isotopes“, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 162501 (2007).
- [18] R. Kumar et al., „Enhanced $0_{\text{g.s.}}^+ \rightarrow 2_1^+$ E2 transition strength in ^{112}Sn “, *Phys. Rev. C* **81**, 024306 (2010).
- [19] J. M. Allmond et al., „Investigation into the semimagic nature of the tin isotopes through electromagnetic moments“, *Phys. Rev. C* **92**, 041303 (2015).
- [20] P. Doornenbal et al., „Enhanced strength of the $2_1^+ \rightarrow 0_{\text{g.s.}}^+$ transition in ^{114}Sn studied via Coulomb excitation in inverse kinematics“, *Phys. Rev. C* **78**, 031303 (2008).
- [21] A. Jungclaus et al., „Evidence for reduced collectivity around the neutron mid-shell in the stable even-mass Sn isotopes from new lifetime measurements“, *Physics Letters B* **695**, 110 (2011).
- [22] A. Banu et al., „ ^{108}Sn studied with intermediate-energy Coulomb excitation“, *Phys. Rev. C* **72**, 061305 (2005).
- [23] T. Togashi et al., „Novel Shape Evolution in Sn Isotopes from Magic Numbers 50 to 82“, *Phys. Rev. Lett.* **121**, 062501 (2018).
- [24] A. Ansari, „Study of the lowest 2^+ excitations and $B(E2)$ transition strengths in relativistic QRPA for Sn-, and Pb-isotopes“, *Physics Letters B* **623**, 37 (2005).

-
- [25] R. F. Casten, „Shape phase transitions and critical-point phenomena in atomic nuclei“, *Nature Physics* **2**, 811 (2006).
- [26] M. N. Harakeh und A. Woude, *Giant Resonances: fundamental high-frequency modes of nuclear excitation*, Bd. 24 (Oxford University Press on Demand, 2001).
- [27] J. Piekarewicz, „Pygmy dipole resonance as a constraint on the neutron skin of heavy nuclei“, *Phys. Rev. C* **73**, 044325 (2006).
- [28] A. Klimkiewicz et al. (LAND Collaboration), „Nuclear symmetry energy and neutron skins derived from pygmy dipole resonances“, *Phys. Rev. C* **76**, 051603 (2007).
- [29] B. Alex Brown, „Neutron Radii in Nuclei and the Neutron Equation of State“, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 5296 (2000).
- [30] X. Roca-Maza und N. Paar, „Nuclear equation of state from ground and collective excited state properties of nuclei“, *Progress in Particle and Nuclear Physics* **101**, 96 (2018).
- [31] M. Oertel et al., „Equations of state for supernovae and compact stars“, *Rev. Mod. Phys.* **89**, 015007 (2017).
- [32] W. Andrejtscheff et al., „New evidence for the E1 core polarization in spherical nuclei“, *Phys. Lett. B* **506**, 239 (2001).
- [33] D. Savran, T. Aumann und A. Zilges, „Experimental studies of the Pygmy Dipole Resonance“, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **70**, 210 (2013).
- [34] A. Bracco, E. Lanza und A. Tamii, „Isoscalar and isovector dipole excitations: Nuclear properties from low-lying states and from the isovector giant dipole resonance“, *Progress in Particle and Nuclear Physics* **106**, 360 (2019).
- [35] P. O. Lipas, „Two-phonon quadrupole-octupole vibrations in spherical nuclei“, *Nuclear Physics* **82**, 91 (1966).
- [36] P. Vogel und L. Kocbach, „Low-lying negative-parity states in the vibrational nuclei“, *Nuclear Physics A* **176**, 33 (1971).
- [37] N. Pietralla, „Empirical correlation between two-phonon E1 transition strengths in vibrational nuclei“, *Phys. Rev. C* **59**, 2941 (1999).
- [38] R. F. Casten, *Nuclear structure from a simple perspective*, hrsg. von P. Hodgson, Bd. 23 (Oxford University Press, 2001).

-
- [39] J. S. Brzozko et al., „Effect of the pigmy resonance on the calculations of the neutron capture cross section“, *Can. J. Phys.* **47**, 2849 (1969).
- [40] R. Mohan, M. Danos und L. C. Biedenharn, „Three-Fluid Hydrodynamical Model of Nuclei“, *Phys. Rev. C* **3**, 1740 (1971).
- [41] F. Iachello, „Local versus global isospin symmetry in nuclei“, *Physics Letters B* **160**, 1 (1985).
- [42] M. Spieker et al., „Origin of Low-Lying Enhanced $E1$ Strength in Rare-Earth Nuclei“, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 192504 (2015).
- [43] A. Repko et al., „Toroidal nature of the low-energy $E1$ mode“, *Phys. Rev. C* **87**, 024305 (2013).
- [44] V. Nesterenko et al., „Toroidal resonance: Relation to pygmy mode, vortical properties, and anomalous deformation splitting“, *Physics of Atomic Nuclei* **79**, 842 (2016).
- [45] W. Greiner und J. A. Maruhn, *Nuclear models* (Springer, 1996).
- [46] M. Goldhaber und E. Teller, „On Nuclear Dipole Vibrations“, *Phys. Rev.* **74**, 1046 (1948).
- [47] D. Bohle et al., „New magnetic dipole excitation mode studied in the heavy deformed nucleus ^{156}Gd by inelastic electron scattering“, *Phys. Lett. B* **137**, 27 (1984).
- [48] K. Heyde, P. von Neumann-Cosel und A. Richter, „Magnetic dipole excitations in nuclei: Elementary modes of nucleonic motion“, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 2365 (2010).
- [49] A. Richter, „Shell model and magnetic dipole modes in deformed nuclei“, *Nucl. Phys. A* **507**, 99 (1990).
- [50] Y. Fujita, B. Rubio und W. Gelletly, „Spin–isospin excitations probed by strong, weak and electro-magnetic interactions“, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **66**, 549 (2011).
- [51] E. Tiesinga et al., *The 2018 CODATA Recommended Values of the Fundamental Physical Constants*.
<https://physics.nist.gov/cuu/Constants/index.html>, Abgerufen am 13.05.2020.

-
- [52] U. Kneissl, H. Pitz und A. Zilges, „Investigation of nuclear structure by resonance fluorescence scattering“, *Progress in Particle and Nuclear Physics* **37**, 349 (1996).
- [53] L. Grodzins, „The uniform behaviour of electric quadrupole transition probabilities from first $2+$ states in even-even nuclei“, *Physics Letters* **2**, 88 (1962).
- [54] A. N. Bohr und Mottelson, „Collective and individual-particle aspects of nuclear structure“, *Dan. Mat. Fys. Medd. Dan Vid Selsk* **27**, no 16, 1 (1953 (ed 2, 1957)).
- [55] A. Bohr und B. R. Mottelson, *Nuclear Structure Volume 2: Nuclear deformations* (WA Benjamin, 1975).
- [56] G. Racah, „Theory of Complex Spectra. III“, *Phys. Rev.* **63**, 367 (1943).
- [57] T. Otsuka et al., „Monte Carlo shell model for atomic nuclei“, *Progress in Particle and Nuclear Physics* **47**, 319 (2001).
- [58] N. Paar, „Relativistic Mean-Field Description of Exotic Excitations in Finite Nuclei“, Dissertation (Technische Universität München, München, 2003). <http://mediatum.ub.tum.de/doc/602992/document.pdf>.
- [59] *Live Chart of Nuclides*, International Atomic Energy Agency, (2020) <https://www-nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html>, Abgerufen am 15.01.2020.
- [60] F. R. Metzger, „Resonance fluorescence in nuclei“, *Prog Nucl Phys* **7** (1959).
- [61] H. Morinaga und T. Yamazaki, *In-beam gamma-ray spectroscopy* (North-Holland Publishing Company, 1976).
- [62] K. S. Krane, „E2,M1 multipole mixing ratios in even-even nuclei, A 152“, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **16**, 383 (1975).
- [63] N. Pietralla, „Tieiegende Kernanregungen: Die Yrastzustände und die Scherenmode“, Diss. (Universität zu Köln, 1996).
- [64] K. S. Krane, D. Halliday et al., *Introductory nuclear physics* (1987).
- [65] J. Suhonen, *From nucleons to nucleus: concepts of microscopic nuclear theory* (Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2007).

-
- [66] F. Cardarelli, *Encyclopaedia of Scientific units, weights and measures: their SI equivalences and origins* (Springer Science & Business Media, 2003).
- [67] *ISO 80000:2009 - Quantities and Units*, Geneva, CH: Technical Committee ISO/TC 12, 2009.
- [68] *ISO 80000:2019 - Quantities and Units*, Geneva, CH: Technical Committee ISO/TC 12, 2019.
- [69] V. F. Weisskopf, „Radiative Transition Probabilities in Nuclei“, *Phys. Rev.* **83**, 1073 (1951).
- [70] G. Breit und E. Wigner, „Capture of Slow Neutrons“, *Phys. Rev.* **49**, 519 (1936).
- [71] W. E. Lamb, „Capture of Neutrons by Atoms in a Crystal“, *Phys. Rev.* **55**, 190 (1939).
- [72] C. Ho, R. Powell und P. Liley, „Thermal conductivity of the elements: a comprehensive review“, *J. Phys. Chem. Ref. Data, Suppl.* **3** (1974).
- [73] K. Krane, R. Steffen und R. Wheeler, „Directional correlations of gamma radiations emitted from nuclear states oriented by nuclear reactions or cryogenic methods“, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **11**, 351 (1973).
- [74] L. C. Biedenharn und M. E. Rose, „Theory of Angular Correlation of Nuclear Radiations“, *Rev. Mod. Phys.* **25**, 729 (1953).
- [75] M. J. Martin, *Procedures Manual for the Evaluated Nuclear Structure Data File: Phase Concentions for Mixing Ratios in Electromagetie Transitions from Angular Correlations and Angular Distributions*, hrsg. von M. R. Bhat (1987).
- [76] I. Thompson, „NIST Handbook of Mathematical Functions, edited by Frank W.J. Olver, Daniel W. Lozier, Ronald F. Boisvert, Charles W. Clark“, *Contemporary Physics* **52**, 497 (2011).
- [77] L. W. Fagg und S. S. Hanna, „Polarization Measurements on Nuclear Gamma Rays“, *Rev. Mod. Phys.* **31**, 711 (1959).
- [78] N. Pietralla, „The Institute of Nuclear Physics at the TU Darmstadt“, *Nuclear Physics News* **28**, 4 (2018).

-
- [79] M. Arnold, „Auslegung, Planung und Aufbau einer dritten Rezirkulation mit ERL-Modus für den S-DALINAC“, Diss. (Technische Universität, Darmstadt, 2017).
<http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/6194/>.
- [80] K. Sonnabend et al., „The Darmstadt High-Intensity Photon Setup (DHIPS) at the S-DALINAC“, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **640**, 6 (2011).
- [81] H. R. Weller et al., „Research opportunities at the upgraded HIS facility“, Progress in Particle and Nuclear Physics **62**, 257 (2009).
- [82] B. Löher et al., „The high-efficiency γ -ray spectroscopy setup 3 at HIS“, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **723**, 136 (2013).
- [83] B. Löher, „Probing the decay characteristics of the Pygmy Dipole Resonance in the semi-magic nucleus ^{140}Ce with γ - γ coincidence measurements“, Diss. (Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2014).
<https://publications.ub.uni-mainz.de/theses/volltexte/2014/3819/pdf/3819.pdf>.
- [84] L. I. Schiff, „Energy-Angle Distribution of Thin Target Bremsstrahlung“, Phys. Rev. **83**, 252 (1951).
- [85] A. W. Lenhard, „Entwicklung eines Si-Mikrostreifendetektors für das 169° -Spektrometer am S-DALINAC“, Diss. (TU Darmstadt, 2004).
- [86] D. Schüll et al., „High resolution electron scattering facility at the Darmstadt linear accelerator (DALINAC): III. Detector system and performance of the electron scattering apparatus“, Nuclear Instruments and Methods **153**, 29 (1978).
- [87] B. Reitz, „Weiterentwicklung des Detektorensystems am QCLAM-Spektrometer des S-DALINAC und Untersuchung der Reaktionen $^{48}\text{Ca}(e,e')$ und $^{58}\text{Ni}(e,e')$ unter 180° “, Diss. (TU Darmstadt, 2000).

-
-
- [88] M. Knirsch, „Konzeption, Aufbau und Erprobung eines hochauflösenden QCLAM-Elektronenspektrometers mit großem Raumwinkel und hoher Impulsakzeptanz am Elektronenbeschleuniger S-DALINAC“, Diss. (TU Darmstadt, 1991).
https://www.qclam.ikp.tu-darmstadt.de/media/qclam/library/dissertations/1991_diss_Knirsch.pdf.
- [89] D. Savran et al., „The low-energy photon tagger NEPTUN“, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **613**, 232 (2010).
- [90] K. Lindenberg, „Development and construction of the low-energy photon tagger NEPTUN“, Diss. (TU Darmstadt, 2007).
<http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/956/>.
- [91] Beschleunigergruppe, *Lageplan des S-DALINAC*, (2018)
<https://www.ikpcloud.ikp.physik.tu-darmstadt.de/index.php/s/IrhjGTlVqvkw3uW>, Abgerufen am 07.09.2019.
- [92] A. Göök et al., „Correlated mass, energy, and angular distributions from bremsstrahlung-induced fission of ^{234}U and ^{232}Th in the energy region of the fission barrier“, Phys. Rev. C **96**, 044301 (2017).
- [93] E. Fairstein, S. Wagner et al., „IEEE standard test procedures for germanium gamma-ray detectors“, IEEE Std (1996).
<https://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?arnumber=588308>.
- [94] C. Devillers, T. Lecomte und R. Hagemann, „Absolute isotope abundances of tin“, International Journal of Mass Spectrometry and Ion Physics **50**, 205 (1983).
- [95] C. Richardson, *Certificate of Analysis*, Techn. Ber. (Trace Sciences International, 2014).
https://neptun.ikp.physik.tu-darmstadt.de/wiki/images/e/e5/112Sn_TraceScience95enr.pdf.
- [96] C. Romig, „Investigation of Nuclear Structure with Relative Self-Absorption Measurements“, Diss. (Technische Universität, Darmstadt, 2015).
<http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/4446/>.
- [97] H. Arenhövel und M. Sanzone, *Photodisintegration of the deuteron: a review of theory and experiment*, hrsg. von H. Mitter, Bd. 3 (Springer Science & Business Media, 1991).

-
- [98] R. Schwengner et al., „The photon-scattering facility at the superconducting electron accelerator ELBE“, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **555**, 211 (2005).
- [99] J. Chadwick und M. Goldhaber, „A Nuclear Photo-effect: Disintegration of the Diplon by γ -Rays“, Nature **134**, 237 (1934).
<https://doi.org/10.1038/134237a0>.
- [100] H. Bethe, R. Peierls und D. R. Hartree, „Quantum theory of the diplon“, Proceedings of the Royal Society of London. Series A - Mathematical and Physical Sciences **148**, 146 (1935).
- [101] H. A. Bethe und C. Longmire, „The Effective Range of Nuclear Forces II. Photo-Disintegration of the Deuteron“, Phys. Rev. **77**, 647 (1950).
- [102] R. Machleidt, „High-precision, charge-dependent Bonn nucleon-nucleon potential“, Phys. Rev. C **63**, 024001 (2001).
- [103] A. H. Snell, E. C. Barker und R. L. Sternberg, „Photo-Disintegration Cross Sections of Deuterium and Beryllium for the Gamma-Rays of Sodium 24 and Gallium 72“, Phys. Rev. **80**, 637 (1950).
- [104] C. A. Barnes et al., „The Photodisintegration of the Deuteron at Intermediate Energies. I“, Phys. Rev. **86**, 359 (1952).
- [105] P. Marin, G. R. Bishop und H. Halban, „The Absolute Standardization of the 2.615 MeV γ -rays of ThCdouble prime and the Cross Section for the Photo Disintegration of the Deuteron at this Energy“, Proceedings of the Physical Society. Section A **67**, 1113 (1954).
- [106] W. R. McMurray und C. H. Collie, „The Radium Equivalent of ^{24}Na Sources and the Photodisintegration Cross Section of Deuterium“, Proceedings of the Physical Society. Section A **68**, 181 (1955).
- [107] J. Ahrens et al., „Photodisintegration of the deuteron at 15–25 MeV photon energy“, Physics Letters B **52**, 49 (1974).
- [108] D. M. Skopik et al., „Photodisintegration of deuterium determined from the electrodisintegration process“, Phys. Rev. C **9**, 531 (1974).
- [109] M. Bosman et al., „Measurement of the total cross section for the $1\text{H}(n,)$ 2H reaction between 37 and 72 MeV“, Physics Letters B **82**, 212 (1979).

-
- [110] Y. Birenbaum, S. Kahane und R. Moreh, „Absolute cross section for the photodisintegration of deuterium“, Phys. Rev. C **32**, 1825 (1985).
- [111] R. Bernabei et al., „Total Cross Section for Deuteron Photodisintegration between 15 and 75 MeV“, Phys. Rev. Lett. **57**, 1542 (1986).
- [112] R. Moreh, T. J. Kennett und W. V. Prestwich, „ $^2\text{H}(\gamma, n)$ absolute cross section at 2754 keV“, Phys. Rev. C **39**, 1247 (1989); Corrected in „Erratum: $^2\text{H}(\gamma, n)$ absolute cross section at 2754 keV“, Phys. Rev. C **40**, 1548 (1989).
- [113] Leybold GmbH, *Manual : Leybold TURBOVAC i(X) und Manual : Leybold SCROLLVAC SC 5 D ()*.
<https://elog.ikp.physik.tu-darmstadt.de/GeneralNRF/24>, Abgerufen am 15.05.2020.
- [114] *Profil 5 20x20, natur*, item.
<https://product.item24.de/produkte/produktkatalog/produktdetails/products/konstruktionsprofile-5-1001042368/profil-5-20x20-natur-37003/>, Abgerufen am 14.05.2020.
- [115] *ULTRA and ULTRA-AS Ion Implanted Silicon Charged Particle Radiation Detectors*, ORTEC.
<https://www.ortec-online.com/products/radiation-detectors/silicon-charged-particle-radiation-detectors/si-charged-particle-radiation-detectors-for-alpha-spectroscopy/ultra>, Abgerufen am 14.05.2020.
- [116] *142A/B/C Preamplifiers*.
<https://www.ortec-online.com/products/electronics/preamplifiers/142a-b-c>, Abgerufen am 14.05.2020.
- [117] *7072T - Dual Timing 500ns ADC - User Manual*, FAST ComTec GmbH.
<https://www.fastcomtec.com/ftp/manuals/7072tdoc.pdf>, Abgerufen am 24.05.2020.
- [118] U. Bonnes et al., *private Mitteilung*, 2020.
- [119] *pySerial-Bibliothek*.
<https://github.com/pyserial/pyserial/blob/master/documentation/index.rst>, Abgerufen am 14.05.2020.
- [120] *Details der Alpha-Quelle*, Eckert & Ziegler.
<https://elog.ikp.physik.tu-darmstadt.de/GeneralNRF/25>, Abgerufen am 14.05.2020.

-
- [121] M. Basunia, „Nuclear Data Sheets for A = 237“, Nuclear Data Sheets **107**, 2323 (2006).
- [122] B. Singh und E. Browne, „Nuclear Data Sheets for A = 240“, Nuclear Data Sheets **109**, 2439 (2008).
- [123] E. Browne und J. Tuli, „Nuclear Data Sheets for A = 235“, Nuclear Data Sheets **122**, 205 (2014).
- [124] *Atomic Interaction with Matter (ATIMA) V1.41*.
<http://web-docs.gsi.de/~weick/atima/>, Abgerufen am 14.05.2020.
- [125] *SRIM - The Stopping and Range of Ions in Matter*.
<http://www.srim.org/>, Abgerufen am 14.05.2020.
- [126] C. Müller-Gatermann, *private Kommunikation*, 2019.
- [127] G. F. Knoll, *Radiation detection and measurement* (John Wiley & Sons, Inc., 2010).
- [128] Z. Huang und K.-J. Kim, „Review of x-ray free-electron laser theory“, Phys. Rev. ST Accel. Beams **10**, 034801 (2007).
- [129] N. Pietralla et al., „Parity Measurements of Nuclear Levels Using a Free-Electron-Laser Generated γ -Ray Beam“, Phys. Rev. Lett. **88**, 012502 (2001).
- [130] N. Pietralla et al., „Parity measurements of nuclear dipole excitations using FEL-generated γ -rays at HI γ S“, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **483**, Proceedings of the 23rd International Free Electron Laser Conference and 8th FEL Users Workshop, 556 (2002).
- [131] *Dimensions Setup 10 (γ^3 -Setup)*.
<https://elog.ikp.physik.tu-darmstadt.de/gamma3/343>, Abgerufen am 29.05.2020.
- [132] C. Cinder, *Assay of ^{154}Gd ; Isotopical and Spectrographical Analysis*, Techn. Ber. (Oak Ridge National Laboratory, TN, 2008).
<https://elog.ikp.physik.tu-darmstadt.de/gamma3/13>.
- [133] BIPM, IEC, IFCC, ILAC, ISO, IUPAP and OIML 2008, *Evaluation of measurement data - Guide to the expression of uncertainty in measurement* (Joint Committee for Guides in Metrology, JCGM 100:2008, 2008).

-
- [134] BIPM, IEC, IFCC, ILAC, ISO, IUPAP and OIML 2008, *Evaluation of measurement data - Supplement 1 to the "Guide to the expression of uncertainty in measurement Propagation of distributions using a Monte Carlo method*. (Joint Committee for Guides in Metrology, JCGM 100:2008, 2008).
- [135] *Standard Uncertainty and Relative Standard Uncertainty*.
<https://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Info/Constants/definitions.html>, Abgerufen am 29.05.2020.
- [136] D. W. Scott, *Multivariate density estimation: theory, practice, and visualization* (John Wiley & Sons, Inc., 1992).
- [137] S. van der Walt, S. C. Colbert und G. Varoquaux, „The NumPy Array: A Structure for Efficient Numerical Computation“, *Computing in Science Engineering* **13**, 22 (2011).
- [138] T. E. Oliphant, *Guide to NumPy*, 2nd (CreateSpace Independent Publishing Platform, North Charleston, SC, USA, 2015).
- [139] P. Virtanen et al., „SciPy 1.0: Fundamental Algorithms for Scientific Computing in Python“, *Nature Methods* **17**, 261 (2020).
- [140] W. McKinney, „Data Structures for Statistical Computing in Python“, *Proceedings of the 9th Python in Science Conference*, hrsg. von S. van der Walt und J. Millman (2010), 56–61.
- [141] I. Wolfram Research, *Mathematica 11.0*, Champaign, Illinois, 2016.
- [142] I. Antcheva et al., „ROOT — A C++ framework for petabyte data storage, statistical analysis and visualization“, *Computer Physics Communications* **180**, 2499 (2009).
- [143] J. Allison et al., „Geant4 developments and applications“, *IEEE Transactions on Nuclear Science* **53**, 270 (2006).
- [144] J. Allison et al., „Recent developments in Geant4“, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **835**, 186 (2016).
- [145] S. Agostinelli et al., „Geant4—a simulation toolkit“, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **506**, 250 (2003).
- [146] J. D. Hunter, „Matplotlib: A 2D Graphics Environment“, *Computing in Science Engineering* **9**, 90 (2007).

-
- [147] M. Schilling, „Präzisionsmessungen der Lebensdauern von 2_1^+ -Zuständen mittels KRF und RSA an Kalibrierungsmaterialien“, Masterarbeit (TU Darmstadt, 2016).
- [148] H. Junde, H. Su und Y. Dong, „Nuclear Data Sheets for $A = 56$ “, Nuclear Data Sheets **112**, 1513 (2011).
- [149] U. Friman-Gayer et al., *GEANT4 simulation of the Upstream Target Room (UTR) at the HIγS facility*, Version v2019.09, 2019.
<https://doi.org/10.5281/zenodo.3430154>.
- [150] K.-J. Bathe, *Finite Element Procedures* (K.J. Bathe, Watertown, MA, 2016).
- [151] R. Courant, „Über direkte Methoden in der Variationsrechnung und über verwandte Fragen“, Mathematische Annalen **97**, 711 (1927).
- [152] J. H. Hubbell und S. M. Seltzer, *NIST standard reference database 126*, U. S. Department of Commerce, 1996.
- [153] N. Pietralla, „Lebensdauerbestimmung im Kern ^{27}Al durch Selbstabsorptions-Experimente“, Diplomarbeit (Universität zu Köln, 1993).
- [154] U. Gayer, „Dipole strength distribution of the titanium isotopes ^{48}Ti and ^{50}Ti “, M. Sc. Thesis (TU Darmstadt, 2016).
- [155] M. S. Basunia, „Nuclear Data Sheets for $A = 59$ “, Nucl. Data Sheets **151**, 1 (2018).
- [156] M. S. Basunia, „Nuclear Data Sheets for $A = 27$ “, Nucl. Data Sheets **112**, 1875 (2011).
- [157] S. Lalkovski und F. Kondev, „Nuclear Data Sheets for $A = 112$ “, Nucl. Data Sheets **124**, 157 (2015).
- [158] A. Winther und K. Alder, „Relativistic coulomb excitation“, Nucl. Phys. A **319**, 518 (1979).
- [159] K. Alder et al., „Study of Nuclear Structure by Electromagnetic Excitation with Accelerated Ions“, Rev. Mod. Phys. **28**, 432 (1956).
- [160] K. Alder und A. Winther, *Electromagnetic excitation: theory of Coulomb excitation with heavy ions* (North-Holland Pub. Co., 1975).
- [161] V. Vaquero et al., „In-beam γ -ray spectroscopy of ^{136}Te at relativistic energies“, Phys. Rev. C **99**, 034306 (2019).

-
- [162] V. M. Bader et al., „Quadrupole collectivity in neutron-deficient Sn nuclei: ^{104}Sn and the role of proton excitations“, Phys. Rev. C **88**, 051301 (2013).
- [163] G. Guastalla et al., „Coulomb Excitation of ^{104}Sn and the Strength of the ^{100}Sn Shell Closure“, Phys. Rev. Lett. **110**, 172501 (2013).
<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.110.172501>.
- [164] D. Cline, „Nuclear shapes studied by Coulomb excitation“, Annual Review of Nuclear and Particle Science **36**, 683 (1986).
- [165] A. Gade et al., „Detailed experimental study on intermediate-energy Coulomb excitation of ^{46}Ar “, Phys. Rev. C **68**, 014302 (2003).
- [166] B. Elman et al., „Quadrupole collectivity beyond $N = 50$ in neutron-rich Se and Kr isotopes“, Phys. Rev. C **96**, 044332 (2017).
- [167] T. K. Alexander und J. S. Forster, „Lifetime Measurements of Excited Nuclear Levels by Doppler-Shift Methods“, *Advances in Nuclear Physics: Volume 10*, hrsg. von M. Baranger und E. Vogt (Springer US, Boston, MA, 1978), 197–331.
- [168] A. Z. Schwarzschild und E. K. Warburton, „The Measurement of Short Nuclear Lifetimes“, Annu. Rev. Nucl. Sci. **18**, 265 (1968).
- [169] P. J. Nolan und J. F. Sharpey-Schafer, „The measurement of the lifetimes of excited nuclear states“, Reports on Progress in Physics **42**, 1 (1979).
- [170] H. Geissel et al., „Experimental studies of heavy-ion slowing down in matter“, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B **195**, 3 (2002).
- [171] J. F. Ziegler und J. P. Biersack, „The Stopping and Range of Ions in Matter“, *Treatise on Heavy-Ion Science: Volume 6: Astrophysics, Chemistry, and Condensed Matter*, hrsg. von D. A. Bromley (Springer US, Boston, MA, 1985), 93–129.
- [172] International commission on radiation units and measurements, „Stopping of ions heavier than helium: ICRU Report, No. 73“, Journal of the ICRU (2005).
- [173] J. Ziegler, M. Ziegler und J. Biersack, „The Stopping and Range of Ions in Mater“, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms **268**, 1818 (2010).
- [174] J. Cederkäll et al., „Sub-Barrier Coulomb Excitation of ^{110}Sn and Its Implications for the ^{100}Sn Shell Closure“, Phys. Rev. Lett. **98**, 172501 (2007).

-
-
- [175] P. Doornenbal et al., „Intermediate-energy Coulomb excitation of ^{104}Sn : Moderate $E2$ strength decrease approaching ^{100}Sn “, *Phys. Rev. C* **90**, 061302 (2014).
- [176] A. Ekström et al., „ $0_{\text{gs}}^+ \rightarrow 2_1^+$ Transition Strengths in ^{106}Sn and ^{108}Sn “, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 012502 (2008).
- [177] G. J. Kumbartzki et al., „ $Z = 50$ core stability in ^{110}Sn from magnetic-moment and lifetime measurements“, *Phys. Rev. C* **93**, 044316 (2016).
- [178] D. Radford et al., „Coulomb excitation and transfer reactions with rare neutron-rich isotopes“, *Nuclear Physics A* **752**, Proceedings of the 22nd International Nuclear Physics Conference (Part 2), 264 (2005).
- [179] D. Rosiak et al. (MINIBALL and HIE-ISOLDE Collaborations), „Enhanced Quadrupole and Octupole Strength in Doubly Magic ^{132}Sn “, *Phys. Rev. Lett.* **121**, 252501 (2018).
- [180] J. Blachot, „Nuclear Data Sheets for $A = 104$ “, *Nuclear Data Sheets* **108**, 2035 (2007).
- [181] D. De Frenne und A. Negret, „Nuclear Data Sheets for $A = 106$ “, *Nuclear Data Sheets* **109**, 943 (2008).
- [182] J. Blachot, „Nuclear Data Sheets for $A = 108$ “, *Nuclear Data Sheets* **91**, 135 (2000).
- [183] G. Gürdal und F. Kondev, „Nuclear Data Sheets for $A = 110$ “, *Nuclear Data Sheets* **113**, 1315 (2012).
- [184] J. Blachot, „Nuclear Data Sheets for $A = 114$ “, *Nuclear Data Sheets* **113**, 515 (2012).
- [185] J. Blachot, „Nuclear Data Sheets for $A = 116$ “, *Nuclear Data Sheets* **111**, 717 (2010).
- [186] K. Kitao, „Nuclear Data Sheets Update for $A = 118$ “, *Nuclear Data Sheets* **75**, 99 (1995).
- [187] K. Kitao, Y. Tendorf und A. Hashizume, „Nuclear Data Sheets for $A = 120$ “, *Nuclear Data Sheets* **96**, 241 (2002).
- [188] T. Tamura, „Nuclear Data Sheets for $A = 122$ “, *Nuclear Data Sheets* **108**, 455 (2007).

-
- [189] J. Katakura und Z. Wu, „Nuclear Data Sheets for A = 124“, Nuclear Data Sheets **109**, 1655 (2008).
- [190] J. Katakura und K. Kitao, „Nuclear Data Sheets for A = 126“, Nuclear Data Sheets **97**, 765 (2002).
- [191] Z. Elekes und J. Timar, „Nuclear Data Sheets for A = 128“, Nuclear Data Sheets **129**, 191 (2015).
- [192] B. Singh, „Nuclear Data Sheets for A = 130“, Nuclear Data Sheets **93**, 33 (2001).
- [193] J. Kelley, J. Purcell und C. Sheu, „Energy levels of light nuclei A=12“, Nuclear Physics A **968**, 71 (2017).
- [194] D. Tilley, H. Weller und C. Cheves, „Energy levels of light nuclei A=16–17“, Nuclear Physics A **564**, 1 (1993).
- [195] M. Martin, „Nuclear Data Sheets for A = 152“, Nuclear Data Sheets **114**, 1497 (2013).
- [196] G. Gilmore, *Practical gamma-ray spectroscopy* (John Wiley & Sons, Inc., 2011).
- [197] U. Friman-Gayer, „Probing Nuclear Structure Relevant for Neutrinoless Double-Beta Decay with Nuclear Resonance Fluorescence“, Diss. (Technische Universität, Darmstadt, 2020).
<http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/11385/>.
- [198] R. Gold, *AN ITERATIVE UNFOLDING METHOD FOR RESPONSE MATRICES*, Techn. Ber. (Argonne National Lab., 1964).
<https://doi.org/10.2172/4634295>.
- [199] M. Morhác et al., „Efficient one- and two-dimensional gold deconvolution and its application to -ray spectra decomposition“, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **401**, 385 (1997).
- [200] U. Gayer, *Horst: HfγS original reconstruction spectrum tool*, (2018)
<https://github.com/uga-uga/Horst.git>, Abgerufen am 18.10.2019.
- [201] C. Reich, „Nuclear Data Sheets for A = 154“, Nuclear Data Sheets **110**, 2257 (2009).
- [202] P. R. Bevington und D. K. Robinson, *Data reduction and error analysis for the physical sciences* (McGraw-Hill Education, 2003).

-
-
- [203] M. Tanabashi et al. (Particle Data Group), „Review of Particle Physics“, Phys. Rev. D **98**, 030001 (2018).
- [204] N. Cooper, „Structure of A Equals 76 Nuclei and Fast-Timing Studies of the Rare-Earth Region“, Diss. (Yale University, 2015).
- [205] T. v. Egidy und D. Bucurescu, „Systematics of nuclear level density parameters“, Phys. Rev. C **72**, 044311 (2005); Korregiert in „Erratum: Systematics of nuclear level density parameters [Phys. Rev. C 72, 044311 (2005)]“, Phys. Rev. C **73**, 049901 (2006).
- [206] E. P. Wigner, „Characteristic Vectors of Bordered Matrices With Infinite Dimensions“, Annals of Mathematics **62**, 548 (1955).
- [207] N. Rosenzweig und C. E. Porter, „Repulsion of Energy Levels in Complex Atomic Spectra“, Phys. Rev. **120**, 1698 (1960).
- [208] E. P. Wigner, „Random Matrices in Physics“, SIAM Review **9**, 1 (1967).
- [209] A. Gilbert und A. G. W. Cameron, „A COMPOSITE NUCLEAR-LEVEL DENSITY FORMULA WITH SHELL CORRECTIONS“, Canadian Journal of Physics **43**, 1446 (1965).
- [210] P. J. Brancazio und A. G. W. Cameron, „Relation between nuclear level density parameters and mass shell corrections“, Canadian Journal of Physics **47**, 1029 (1969).
- [211] T. von Egidy und D. Bucurescu, „Experimental energy-dependent nuclear spin distributions“, Phys. Rev. C **80**, 054310 (2009).
- [212] G. A. Bartholomew et al., „Gamma-Ray Strength Functions“, *Advances in Nuclear Physics: Volume 7*, hrsg. von M. Baranger und E. Vogt (Springer US, Boston, MA, 1973), 229–324.
- [213] C. E. Porter und R. G. Thomas, „Fluctuations of Nuclear Reaction Widths“, Phys. Rev. **104**, 483 (1956).
- [214] R. Capote et al., „RIPL – Reference Input Parameter Library for Calculation of Nuclear Reactions and Nuclear Data Evaluations“, Nuclear Data Sheets **110**, Special Issue on Nuclear Reaction Data, 3107 (2009).
- [215] S. Kadmenskij, V. Markushev und V. Furman, „Radiative widths of neutron resonances and giant dipole resonances“, übers. von C. S. Robinson, Sov. J. Nucl. Phys. **37**, 277 (1983).

-
-
- [216] T. Yukawa, „Fermi liquid theory for finite systems“, Nuclear Physics A **403**, 298 (1983).
- [217] D. M. Brink, Diss. (Oxford University, 1955).
- [218] P. Axel, „Electric Dipole Ground-State Transition Width Strength Function and 7-Mev Photon Interactions“, Phys. Rev. **126**, 671 (1962).
- [219] J. M. Blatt und V. F. Weisskopf, *Theoretical Nuclear Physics* (Springer, 1979).
- [220] C. Romig et al., „Low-lying dipole strength of the open-shell nucleus ^{94}Mo “, Phys. Rev. C **88**, 044331 (2013).
- [221] M. Scheck et al., „Decay pattern of the pygmy dipole resonance in ^{60}Ni “, Phys. Rev. C **87**, 051304 (2013).
- [222] M. Tamkas et al., „Low-lying dipole strength in the well-deformed nucleus ^{156}Gd “, Nuclear Physics A **987**, 79 (2019).
- [223] J. D. Beller, „Systematische Untersuchung exotischer Zerfallskanäle der Scherenmode in Gadoliniumisotopen“, Diss. (Technische Universität, Darmstadt, 2014).
<http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/3859/>.
- [224] C. Reich, „Nuclear Data Sheets for $A = 156$ “, Nuclear Data Sheets **113**, 2537 (2012).
- [225] Siemens, *NX9 (Version 9.0.0.19)*, 2013.
- [226] M. Celik, *NX 9.0 für Maschinenbauer* (Springer, 2015).

Publikationsliste

P. C. Ries, T. Beck, J. Beller, Krishichayan, U. Gayer, J. Isaak, B. Löher, L. Mertes, H. Pai, N. Pietralla, C. Romig, D. Savran, M. Schilling, W. Tornow, V. Werner, M. Zweidinger

Nuclear Resonance Fluorescence off ^{54}Cr : The Onset of the Pygmy Dipole Resonance

Journal of Physics: Conference Series 724 (2016)

V. Werner, U. Gayer, J. Kleemann, T. Beck, M. Bhike, V. Derya, J. Isaak, Krishichayan, B. Löher, L. Mertes, H. Pai, O. Papst, N. Pietralla, P. C. Ries, C. Romig, D. Savran, M. Schilling, W. Tornow, J. Wilhelmy and M. Zweidinger

Shape mixing in $0\nu\beta\beta$ candidates

Journal of Physics: Conference Series 1056 (2017)

F. Hug, M. Arnold, L. Jürgensen, T. Kürzeder, N. Pietralla, M. Schilling

Beam Dynamics Calculations and Magnet Design for Future Measurements of Transverse Beam Break-up at the S-DALINACS

Proceedings of LINAC2014 (2014)

P. C. Ries, H. Pai, T. Beck, J. Beller, M. Bhike, V. Derya, U. Gayer, J. Isaak, B. Löher, Krishichayan, L. Mertes, N. Pietralla, C. Romig, D. Savran, M. Schilling, W. Tornow, S. Typel, V. Werner, J. Wilhelmy, A. Zilges, and M. Zweidinger

Valence-shell dependence of the pygmy dipole resonance: E1 strength difference in $^{50,54}\text{Cr}$

Phys. Rev. C 100 (2019)

J. Park, A. Knyazev, E. Rickert, P. Golubev, J. Cederkäll, A. N. Andreyev , G. de Angelis, K. Arnsward, L. Barber, C. Berger, C. Berner, T. Berry, M. J. G. Borge, A. Boukhari, D. Cox, J. Cubiss, D. M. Cullen, J. Dià Ovejas, C. Fahlander, L. P. Gaffney, A. Gawlik, R. Gernhäuser, A. Görgen, T. Habermann , C. Henrich, A. Illana, J. Iwanicki, T. W. Johansen, J. Konki, T. Kröll, B. S. Nara Singh, G. Rainovski, C. Raison, P. Reiter, D. Rosiak, S. Saha, M. Saxena, M. Schilling, M. Seidlitz, J. Snäll, C. Stahl, M. Stryczyk, O. Tengblad, G. M. Tveten, J. J. Valiente-Dobón, P. Van Duppen, S. Viñals, N. Warr, A. Welker, L. Werner , H. De Witte and R. Zidarova
High-Statistics Sub-Barrier Coulomb Excitation of $^{106,108,110}\text{Sn}$
JPS Conference Proceedings (submitted)

U. Gayer, H. Pai, P.C. Ries, M. Zweidinger, T. Beck, M. Bhike, N. Cooper, J. Isaak, Krishichayan, B. Löher, N. Pietralla, D. Savran, M. Scheck, M. Schilling, W. Tornow, H. Weller, V. Werner
Studying low-lying electric dipole strength in atomic nuclei with quasi-monoenergetic gamma-rays
First International Conference on Nuclear Photonics: Abstract Book

P. C. Ries, T. Beck, J. Beller, M. Bhike, U. Gayer, J. Isaak, B. Löher, Krishichayan, L. Mertes, H. Pai, N. Pietralla, V. Yu. Ponomarev, C. Romig, D. Savran, M. Schilling, W. Tornow, V. Werner, M. Zweidinger
Investigation of the Pygmy Dipole Resonance Across the Shell Closure in Chromium Isotopes
RÁBIDA 2018: Basic Concepts in Nuclear Physics: Theory, Experiments and Applications

U. Gayer, T. Beck, M. Bhike, J. Isaak, N. Pietralla, P. C. Ries, D. Savran, M. Schilling, W. Tornow, and V. Werner
Experimental M1 response of ^{40}Ar as a benchmark for neutrino-nucleus scattering calculations
Phys. Rev. C 100 (2019)

J. Sinclair, M. Scheck, S.W.Finch, Krishichayan, U. Friman-Gayer, W. Tornow, G. Battaglia, T. Beck, R. Chapman, M. M. R.Chishti, Ch. Fransen, R. Gonzales, E. Hoemann, J. Isaak, R. V. F. Janssens, D. A. Jaroszynski, S. Johnson, M. D. Jones, J. M. Keatings, N. Kelly, J. Kleemann, D. Little, B. Löher, K. R. Mashtakov, M. Müscher, D. O'Donnell, O. Papst, E. E. Peters, D. Savran, M. Schilling, R. Schwengner, P. Spagnoletti, M. Spieker, V. Werner, J. Wilhelmy, O. Wieland, S. W. Yates, A. Zilges
Firm spin and parity assignments for high-lying, low-spin levels in stable Si isotopes

Eur. Phys. J. A (2020) 56: 105

U. Friman-Gayer, C. Romig, T. Hüther, K. Albe, S. Bacca, T. Beck, M. Berger, J. Birkhan, K. Hebel, O. J. Hernandez, S. König, N. Pietralla, P. C. Ries, J. Rohrer, R. Roth, D. Savran, M. Scheck, A. Schwenk, R. Seutin, and V. Werner
Role of chiral two-body currents in ${}^6\text{Li}$ magnetic properties in light of a new precision measurement with the relative self-absorption technique
submitted to Phys. Rev. Lett. (<https://arxiv.org/abs/2005.07837>)

K. E. Ide, T. Beck, V. Werner, M. Berger, S. W. Finch, U. Friman-Gayer, J. Kleemann, Krishichayan, B. Löher, O. Papst, N. Pietralla, D. Savran, W. Tornow, M. Weinert, J. Wiederhold, and A. Zilges
E2 decay characteristics of the M1 Scissors Mode of ${}^{152}\text{Sm}$
submitted to Phys. Rev. C



Lebenslauf

In dieser publizierten Version entfernt